



# Stabilité d'éléments superlourds au voisinage de $Z=120$ testée par l'étude de leurs temps de fission déduits par la méthode du blocage cristallin.

Michael Laget

## ► To cite this version:

Michael Laget. Stabilité d'éléments superlourds au voisinage de  $Z=120$  testée par l'étude de leurs temps de fission déduits par la méthode du blocage cristallin.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00267861

**HAL Id: tel-00267861**

**<https://theses.hal.science/tel-00267861>**

Submitted on 28 Mar 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ORSAY  
No. d'ordre : 8804

# UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée  
pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

**Michaël Laget**

SUJET :

Stabilité d'éléments superlourds au voisinage de  $Z = 120$   
testée par l'étude de leurs temps de fission déduits par la  
méthode du blocage cristallin

soutenue le 16 octobre 2007 devant la commission d'examen

Madame	N.	Willis	(Présidente)
Monsieur	J-F.	Berger	
Monsieur	R.	Dayras	(Rapporteur)
Monsieur	F.	Hanappe	(Rapporteur)
Madame	D.	Jacquet	(Directeur de thèse)



## Table des matières

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>7</b>
<b>Chapitre 1</b> <b>Mise en évidence expérimentale de noyaux superlourds</b> .	<b>11</b>
<b>1.1</b> <b>Les mécanismes mis en jeu lors d’une collision entre ions lourds</b> . . .	11
<b>1.2</b> <b>Des noyaux lourds aux noyaux superlourds</b> . . . . .	16
1.2.1    Approches utilisées pour les expériences de synthèse . . . . .	16
1.2.2    La fission : une autre sonde pour tester la stabilité des noyaux très lourds	17
<b>Chapitre 2</b> <b>Méthode et dispositif expérimental</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>2.1</b> <b>Méthode de mesure de temps par blocage cristallin</b> . . . . .	22
<b>2.2</b> <b>Choix du couple faisceau-cible</b> . . . . .	28
<b>2.3</b> <b>Dispositif expérimental</b> . . . . .	31
2.3.1    Télescopes de blocage . . . . .	31
2.3.2    Indra . . . . .	36
2.3.3    Goniomètre . . . . .	40
<b>Chapitre 3</b> <b>Calibration et corrections</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>3.1</b> <b>Introduction</b> . . . . .	43
<b>3.2</b> <b>Obtention de l’angle d’émission</b> . . . . .	44
3.2.1    Principe de la mesure de position . . . . .	44
3.2.2    Calibration de la position et corrections de linéarité . . . . .	46
3.2.3    Problème de la “virgule” . . . . .	57
<b>3.3</b> <b>Calibration en énergie et identification en numéro atomique</b> . . . . .	59
3.3.1    Faisceaux de calibration . . . . .	59
3.3.2    Calibration des détecteurs silicium . . . . .	62
3.3.2.1    Paramétrisation du défaut d’ionisation dans les silicium . . . . .	62
3.3.2.2    Calibration en énergie et calcul de l’énergie résiduelle à l’entrée du silicium . . . . .	65
3.3.3    Calibration des chambres d’ionisation . . . . .	70
3.3.4    Identification en $Z$ . . . . .	73
3.3.5    Obtention de l’énergie à mi-cible . . . . .	75
3.3.5.1    Importance relative des pertes d’énergie dans les différentes par- ties des télescopes de blocage : zones actives et inactives . . . . .	75
3.3.6    Problèmes d’identification : défauts de champ dans les BIC . . . . .	78
3.3.6.1    Variations de la réponse des BIC selon la direction du champ : Oscillations en $y$ . . . . .	78
3.3.6.2    Effets de bords : dégradation du signal en $x$ . . . . .	83
<b>3.4</b> <b>Electronique et déclenchement</b> . . . . .	85
<b>3.5</b> <b>Principe de constitution des creux de blocage</b> . . . . .	88
3.5.1    Impact des différentes indéterminations . . . . .	91



<b>Chapitre 4</b>	<b>Analyse et résultats</b>	<b>93</b>
4.1	Introduction	93
4.2	Caractérisation des événements à $20^\circ$	94
4.2.1	Définitions	97
4.2.2	Identification des différents mécanismes de réaction observés à $20^\circ$	99
4.2.3	Diffusions quasi-élastiques (zones 1, 2 et 5)	101
4.2.4	Fission séquentielle de l'uranium (Zone 4)	106
4.2.5	Fragments lourds ( $65 \leq Z \leq 85$ )	108
4.3	Etude des événements binaires complets en coïncidence	111
4.3.1	Introduction	111
4.3.2	Sélection des événements binaires proches de $Z_{tot}^{lourds} = 120$ et étude dans le plan $(Z, E)$	112
4.3.3	Etude des propriétés cinématiques	115
4.3.3.1	Masses des fragments de fission	115
4.3.3.2	Simulations et limites cinématiques	117
4.3.3.3	Reconstruction de la cinématique	123
4.3.3.4	Énergie cinétique totale dans le centre de masse	130
4.3.3.5	Anisotropie des distributions angulaires	134
4.3.4	Creux de blocage associés aux événements binaires complets	136
4.4	Sensibilité de la méthode testée par l'étude de la fission du quasi-projectile	147
4.4.1	Étude en multiplicité de fragments lourds et en $Z$ total	148
4.4.2	Calculs cinématiques	151
4.4.3	Creux de blocage en fonction de la relaxation de la diffusion	156
4.5	Une signature expérimentale de la formation d'un noyau composé $Z = 120$	163
4.5.1	Effet de la fonction d'ajustement	164
4.5.2	Conclusion	168
<b>Chapitre 5</b>	<b>Calcul de barrières de fission</b>	<b>171</b>
5.1	Choix de l'approche théorique	171
5.2	Présentation du formalisme	172
5.2.1	Modèles de champ moyen	172
5.2.2	Formalisme HFB	172
5.2.3	Formalisme HFB à température finie	174
5.2.4	Théorie des mouvements collectifs	175
5.2.5	Aspects techniques	180
5.2.6	Choix des noyaux	181
5.3	Résultats	182
5.3.1	Barrières à température nulle	182
5.3.1.1	Barrières symétriques/asymétriques	182
5.3.1.2	Barrières axiales/triaxiales	184
5.3.2	Barrières axiales symétriques en fonction de $\beta_2$ et $T$	186
5.3.3	Hauteur de la barrière de fission en fonction de la température	191
5.3.3.1	Barrières normalisées à $T = 0$	196
5.4	Conclusion et perspectives	198
<b>Conclusion</b>		<b>201</b>

<b>Annexe A</b>	<b>Estimation de l'erreur sur les paramètres d'ajustement des creux de blocage . . . . .</b>	<b>203</b>
-----------------	--	------------



## Introduction

Une des premières descriptions du noyau de l'atome est le modèle de la goutte liquide chargée introduit par Weizsäcker en 1935 [1] ; le noyau est considéré comme un fluide uniformément chargé, constitué de nucléons confinés dans un volume fini par l'interaction forte. Il a permis de comprendre le comportement moyen des propriétés des noyaux, en particulier l'énergie de liaison par nucléon, et a stimulé les premières études concernant la fission par Bohr [2]. Cependant, bien que permettant une interprétation simple et compacte des propriétés du noyau, ce modèle omet complètement la nature quantique des nucléons et du noyau et ne permet pas la reproduction de toutes les observables. En particulier, les écarts à la tendance moyenne de la masse constatés pour certains nombres de protons et de neutrons et qui ont été appelés “nombres magiques” ( $Z, N=2, 8, 20, 28, 50, 82$  et  $N=126$ ), n'ont pu être expliqués que par l'introduction en 1948 du modèle en couche [3, 4].

Celui-ci repose sur la diagonalisation du hamiltonien à  $N$  neutrons et  $Z$  protons, interagissant par une interaction à deux corps. Les niveaux d'énergie discrets obtenus sont répartis en “couches”, séparées par des “gaps” plus ou moins importants. Cette structure permet d'expliquer les différences de stabilité importantes apparaissant pour certains noyaux : lorsque le nombre de nucléons est proche de celui correspondant à une couche remplie (fermeture de couche), l'énergie nécessaire pour faire passer un nucléon dans un état excité revient à le mettre sur un niveau d'énergie de la couche suivante, et correspond donc à une dépense d'énergie de l'ordre du gap. Si par contre le nombre de nucléons correspond au milieu d'une couche, il est beaucoup moins coûteux en énergie d'exciter le système. Les noyaux magiques observés expérimentalement sont plus stables que la moyenne : ils correspondent à des fermetures de couches.

Si le modèle en couches reproduit correctement la séquence des nombres magiques lorsque l'interaction spin-orbite est prise en compte, cette séquence peut à priori être perpétuée à l'infini, comme dans le cas des agrégats atomiques. Or les noyaux pouvant être trouvés dans la nature se situent dans une région limitée de la table des isotopes, que l'on appelle vallée de stabilité. Autour de cette vallée, un grand nombre de noyaux ont pu être synthétisés en laboratoire dessinant dans un plan  $(Z, N)$  une région continue dont les limites s'expliquent qualitativement par le modèle de la goutte liquide. En particulier, suivant ce modèle les noyaux dont le numéro atomique excède  $Z \approx 106$  ne peuvent exister à l'état lié à cause d'une répulsion coulombienne trop importante, rendant ces noyaux très instables au regard de la fission.

C'est à partir de 1966 qu'apparaissent les premiers calculs réalistes, couplant les approches microscopiques et macroscopiques [5, 6, 7]. Dans ces approches, l'énergie de liaison d'un noyau s'écrit comme la somme d'une énergie moyenne (énergie “goutte liquide”), donnée par la formule de Bethe-Weizsäcker et d'une contribution provenant des effets quantiques, en particulier les effets de couches. Ce type de modèles permet de calculer les surfaces d'énergie potentielle des systèmes fissionnants en fonction de une ou plusieurs variables de déformation et donc de définir la barrière de potentiel que le système doit franchir sur le chemin de la fission (barrière de fission,  $B_f$ ) et a été largement utilisé pour les noyaux lourds. Ils ont notamment permis de montrer que les barrières de fission des actinides comportait plusieurs “bosses” [8, 9], responsables de l'existence des isomères de fission mis en évidence expérimentalement [10]. Néanmoins, ce type de modèles utilise de nombreux paramètres phénoménologiques et leur extrapolation demeure incertaine lorsqu'on s'éloigne de la stabilité.

Les progrès décisifs réalisés à la fin des années 70 pour décrire l'interaction nucléon-nucléon amèneront les premières approches microscopiques du phénomène de fission [11, 12], de façon complètement auto-consistante. La détermination microscopique de la structure nucléaire a tout d'abord reposé sur des approches de types Hartree-Fock [13], permettant de calculer des états de nucléons indépendants plongés dans un champ moyen ; la seule hypothèse de départ de ces modèles est une interaction effective, ajustée pour reproduire les propriétés de la matière nucléaire [14, 15].

Les développements ultérieurs de cette approche consistèrent, entre autres, à prendre en compte des corrélations entre les nucléons au-delà du champ moyen, telle que la corrélation d'appariement, responsable des différences d'énergie de liaison entre noyaux pairs et noyaux impairs. Le formalisme le plus répandu pour la prise en compte de cette corrélation de manière auto-consistante est la théorie Hartree-Fock-Bogoliubov [16, 17, 18], dans laquelle le noyau n'est plus représenté comme un ensemble de particules indépendantes, mais comme un ensemble de quasi-particules indépendantes, que l'on peut se représenter comme une combinaison d'états à deux particules. Ce raffinement supplémentaire par rapport à la théorie HF nécessite l'utilisation d'une interaction effective qui soit non seulement capable de décrire le champ moyen, mais également le champ d'appariement ; nous citerons notamment l'interaction de Gogny [15, 19] et l'interaction DDDI (density dependent delta interaction) [20, 21].

Ces approches ne permettent toutefois d'obtenir qu'une description statique du noyau, et la description de phénomènes de grande amplitude, tels que la fission, nécessite d'employer une description qui soit tout à la fois collective et dynamique. De tels calculs restent aujourd'hui ambitieux et difficiles, mais sont devenus possibles grâce à l'accroissement permanent des capacités de calcul, comme en témoignent des travaux récents concernant la fission de  $^{238}\text{U}$  [22] et de noyaux proches du Fm [23, 24].

Au-delà des derniers noyaux connus, la plupart des modèles de structure nucléaire incluant des corrections d'effets de couche prédisent l'existence d'un "nouveau" nombre magique en protons au-delà de 82, qui stabiliserait des noyaux dont le nombre de protons ne permettrait pas l'existence dans le cadre d'une approche purement macroscopique, créant un ou des "îlots de stabilité". Cependant, la position et le nombre de ces îlots varient selon les auteurs. Selon les modèles, les gaps les plus importants se trouveraient à  $Z = 114$  [25],  $Z = 120$  [26, 27] et  $Z = 126$  [28].

La preuve de l'existence et la localisation de ce ou ces îlots serait donc un succès majeur des modèles de structure nucléaire. Dans cette optique, des efforts très importants sont soutenus depuis plus de 50 ans pour l'exploration de la carte des isotopes vers des  $Z$  de plus en plus importants [29, 30, 31].

Compte-tenu des difficultés expérimentales pesant sur les expériences de synthèse de ces noyaux de plus en plus lourds – évoquées dans le premier chapitre – nous avons choisi d'extraire des informations sur la stabilité des noyaux superlourds en nous intéressant aux propriétés de la fission. L'objectif de ce travail a donc été de chercher des signatures de longs temps de vie de ces noyaux superlourds, en étudiant les propriétés de leurs fragments de fission. Ce travail de thèse concerne en particulier l'étude de la stabilité d'un système  $Z = 120$ ,  $A = 296$  produit dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^{nat}\text{Ni}$  à 6.6 MeV/A étudiée au cours de l'expérience E416, menée au GANIL en 2003.

Dans le premier chapitre, nous expliciterons le lien entre stabilité et temps de fission, lien qui est à l'origine du choix de la méthode expérimentale mise en œuvre dans cette expérience. Cette méthode, présentée dans le chapitre 2 est la méthode de blocage dans un monocristal qui relie l'effet d'ombre induit par la structure ordonnée de la cible cristalline sur les distributions

angulaires des produits de réaction au temps de cette réaction. Indépendante de tout modèle de structure nucléaire, on verra que le choix des conditions cinématiques permet de rendre cette méthode particulièrement sensible à l'existence dans la distribution des temps de fission de composantes à temps très longs, qui ne peuvent être associés qu'à un mécanisme de fusion suivie de fission, c'est à dire à la formation d'un noyau composé totalement relaxé en forme et en énergie.

Ce second chapitre présentera également le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre pour détecter, identifier et mesurer l'effet de blocage induit sur les différents produits de réaction.

Les différentes calibrations et corrections nécessaires à l'identification de tous les fragments et à l'obtention de leurs propriétés cinématiques seront décrites dans le chapitre suivant.

Dans le quatrième chapitre de ce mémoire, nous verrons comment, après avoir isolé des événements de diffusion élastiques ou quasi-élastiques permettant de constituer des références de temps courts et identifié des fragments lourds issus d'une réaction de fission suivant capture complète, nous avons pu mettre en évidence pour ces événements – dont les distributions en énergie dans le centre de masse signent la relaxation totale de l'énergie cinétique dans la voie d'entrée – une composante de très longs temps de réaction ( $>7.10^{-19}$ s), uniquement compatible avec une réaction de fusion-fission.

Ce résultat, qui signe la formation d'un noyau composé  $Z = 120$ , implique qu'un tel noyau soit stabilisé par une barrière de fission élevée. Or dans les conditions expérimentales que nous avons choisies, ce noyau est formé avec une énergie d'excitation d'environ 70 MeV, et nous avons donc souhaité étudier l'effet de la température nucléaire sur les effets de couche seuls responsables de la stabilité de ces noyaux ; pour des noyaux aussi lourds, la contribution macroscopique à la barrière de fission est pratiquement nulle. Nous avons donc initié des calculs de barrière de fission totalement microscopiques, dans lesquels la variation des effets de couche avec la température est traitée de manière auto-consistante ; c'est le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov à température finie qui a été choisi.

Un des premiers résultats de ces calculs est l'existence d'un accroissement de la hauteur de la barrière de fission entre  $T=0$  et  $T \approx 700$  keV, dû à la disparition progressive de la corrélation d'appariement. Pour des températures supérieures à 700 keV, les effets de couche sont progressivement amortis, ce qui conduit à un abaissement de la hauteur de la barrière de fission.

Cette augmentation de la barrière à basse température, conjuguée à la compétition entre fission et évaporation qui permet au noyau de fusion formé de se débarrasser d'une partie de son énergie d'excitation avant de fissionner, peut contribuer à stabiliser les noyaux de cette région.



## Chapitre 1

### Mise en évidence expérimentale de noyaux superlourds

A ce jour, la seule méthode permettant d'atteindre des éléments de  $Z$  supérieurs ou de l'ordre de 120 est la fusion de noyaux lourds. Dans cette section, nous allons dresser un bref panorama des différents mécanismes intervenant lors d'une collision entre ions lourds.

#### 1.1 Les mécanismes mis en jeu lors d'une collision entre ions lourds

Pour les collisions à relativement grand paramètre d'impact  $b$ , c'est à dire grand devant la somme des diamètres des noyaux, les réactions sont élastiques, et la section efficace de réaction suit l'expression de Rutherford, décrivant l'interaction coulombienne entre deux particules chargées, sans structure ni dimension. Cependant, le noyau est de taille finie et son potentiel n'est purement coulombien qu'à relativement grande distance. Lorsque  $b$  devient comparable à la somme des rayons des noyaux, la section efficace de diffusion tombe bien au dessous de la section efficace de Rutherford  $\sigma_{Ruth}$  – brutalement dans le cas d'une approche classique, et plus progressivement si on prend en compte la diffusivité de la surface des noyaux et le caractère ondulatoire de la réaction (figure 1.1).

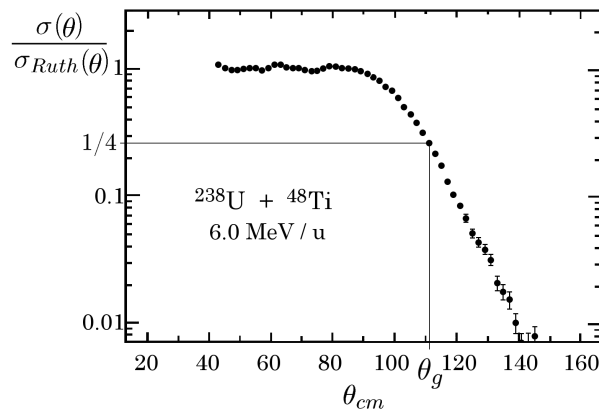


FIGURE 1.1 – Exemple de section efficace rapportée à la section efficace de Rutherford en fonction de l'angle d'émission dans le centre de masse  $\theta_{cm}$  (en degrés). D'après [32].

Au-delà de l'angle d'effleurement  $\theta_g$ , défini comme l'angle pour lequel la section efficace vaut  $1/4$  de la section efficace de Rutherford, l'inélasticité de la réaction (l'échange de nucléons et le transfert d'énergie vers les degrés de liberté intrinsèques) devient importante. Dans l'ordre des paramètres d'impact décroissants, ces réactions de diffusion sont appelées :

- quasi-élastiques, pour  $\theta_{cm} \approx \theta_g$
- inélastiques
- très inélastiques ou profondément inélastiques.

La fusion de la cible et du projectile n'apparaît que pour les collisions les plus centrales et correspond à une réaction de capture suivie d'une équilibration totale de tous les degrés de



liberté, alors que les modes de réaction énumérés ci-dessus correspondent à des réactions de diffusion.

Les produits de ces réactions sont d'autant plus éloignés des noyaux de la voie d'entrée que la collision est inélastique. Pour les collisions quasi-élastiques, les produits restent très proches de la cible et du projectile en énergie,  $Z$  et angle d'émission dans le centre de masse. Les collisions inélastiques mettent en jeu une dissipation d'énergie et un transfert de masse plus important, mais globalement, les produits de ces réactions restent proches de la voie d'entrée.

Cette description extrêmement simplifiée des mécanismes intervenant au cours d'une collision entre ions lourds ne rend pas compte de la situation observée expérimentalement, et un certain nombre de mécanismes "intermédiaires" ont été mis en évidence depuis une quarantaine d'années [33], pour lesquels les partenaires de la réaction ayant franchi la barrière de fusion se reséparent sans qu'un noyau composé ait été formé. La figure 1.2 illustre un tel mécanisme intermédiaire entre les collisions profondément inélastiques et la fusion-fission : la quasi-fission.

La quasi-fission fut pour la première fois citée au début des années 70 [34, 35, 36], dans le cadre de l'étude de la fission de noyaux lourds, au moment de la découverte des réactions très inélastiques mises en évidence avec des projectiles très lourds (Kr). Contrairement à ce qui était observé pour des projectiles plus légers (jusqu'à l'argon) pour lesquels la section efficace de fusion représentait – pour les énergies de bombardement entre 5 et 10 MeV/u – une fraction importante de la section efficace totale de réaction, lorsqu'un ion de Kr de 500 MeV bombardait des cibles de Bi et U [34] pratiquement aucun événement de fusion complète ne pouvait être identifié. En lieu et place des événements de fission binaire symétrique attendus, on observait des événements de masses proches de celles de la voie d'entrée mais d'énergie cinétique totale dans le centre de masse très inférieure à celle associée à la diffusion élastique – en fait, compatible avec la répulsion coulombienne entre les fragments, ce qui signifie que l'énergie cinétique de la voie d'entrée était complètement dissipée.

Ce résultat inattendu créa une grande activité aussi bien du point de vue expérimental que théorique. C'est ainsi que quelques années plus tard, l'analyse des fragments produits dans des collisions Ar+Au entre 200 et 250 MeV [37], pour lesquels deux mécanismes étaient clairement observés, la fusion-fission et les collisions profondément inélastiques, conduisit les auteurs à remarquer qu'il existait une faible proportion d'événements pour lesquels il était impossible de décider s'ils provenaient de réactions profondément inélastiques ou de fission suivant fusion complète. La poursuite de ce travail (voir par exemple [38, 39, 40, 41, 42]), notamment l'analyse des distributions angulaires des fragments et l'étude des largeurs de leurs distributions en masse et en énergie, permit de définir de nombreux mécanismes intermédiaires entre fusion-fission et transferts inélastiques : collisions très inélastiques à long temps de vie, quasi-fission, fission rapide, etc. La distinction entre ces différents mécanismes n'étant pas toujours très claire et leur séparation souvent assez arbitraire. Tous ces auteurs soulignaient néanmoins de façon unanime que ces mécanismes intermédiaires se déroulent à une échelle de temps courte par rapport à celle mise en jeu lors de la création d'un noyau composé complètement équilibré.

Des études systématiques de mécanismes de réaction utilisant des projectiles d'uranium ont été par la suite entreprises au GSI de Darmstadt dans les années 80 (par exemple [32]), étudiant en particulier l'équilibration du degré d'asymétrie en masse. Ces expériences ont montré que les produits de réaction de quasi-fission observés pour des cibles relativement lourdes peuvent être très proches de ceux de la fusion suivie de fission, en énergie, numéro atomique et masse, ce qui rend ces deux mécanismes difficilement discernables expérimentalement.

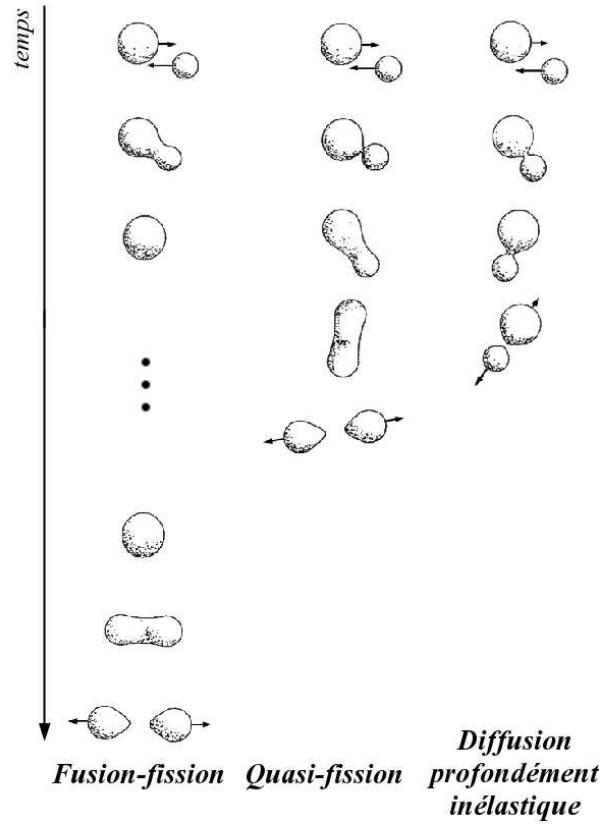


FIGURE 1.2 – Comparaison de la fusion-fission avec la quasi-fission et les collisions profondément inélastiques.

Les mécanismes intervenant lors des processus de capture (fusion-fission et quasi-fission), peuvent être décrits par des modèles dynamiques macroscopiques définissant l'état du système à un instant donné de la collision en fonction d'un certain nombre de variables collectives (distance entre les fragments, asymétrie de masse, paramètres de déformation,...). À partir du calcul du potentiel d'interaction entre les noyaux en fonction de ces différents paramètres, les collisions sont alors représentées par des trajectoires données sur ces surfaces multidimensionnelles. La figure 1.3 illustre ce type de calcul (de type goutte liquide + correction de couches) pour le système Fe+Pu conduisant à un noyau composé de  $Z=120$ , objet de notre étude [43].

Sur la figure 1.3 sont schématisées des trajectoires typiques de réactions de fusion-fission et de quasi-fission dans le paysage de potentiel d'interaction en fonction de l'asymétrie en masse et de la distance relative entre les deux noyaux. Elle illustre en particulier le fait que lors d'une réaction de fusion-fission, le système est piégé dans la poche de potentiel du noyau composé (asymétrie et distance nulles). Dans le cas de la quasi-fission par contre, il n'atteint jamais la configuration du noyau composé et se resépare rapidement en deux fragments, n'étant pas confiné par une barrière de potentiel. On peut également voir sur cette figure que les effets de couches en voie de sortie, contraignant les distributions en  $Z$  des fragments, peuvent conduire pour les deux mécanismes à des distributions très similaires, rendant difficile leur séparation expérimentale, à la différence des réactions de diffusion, dont les produits restent proches de la cible et du projectile.

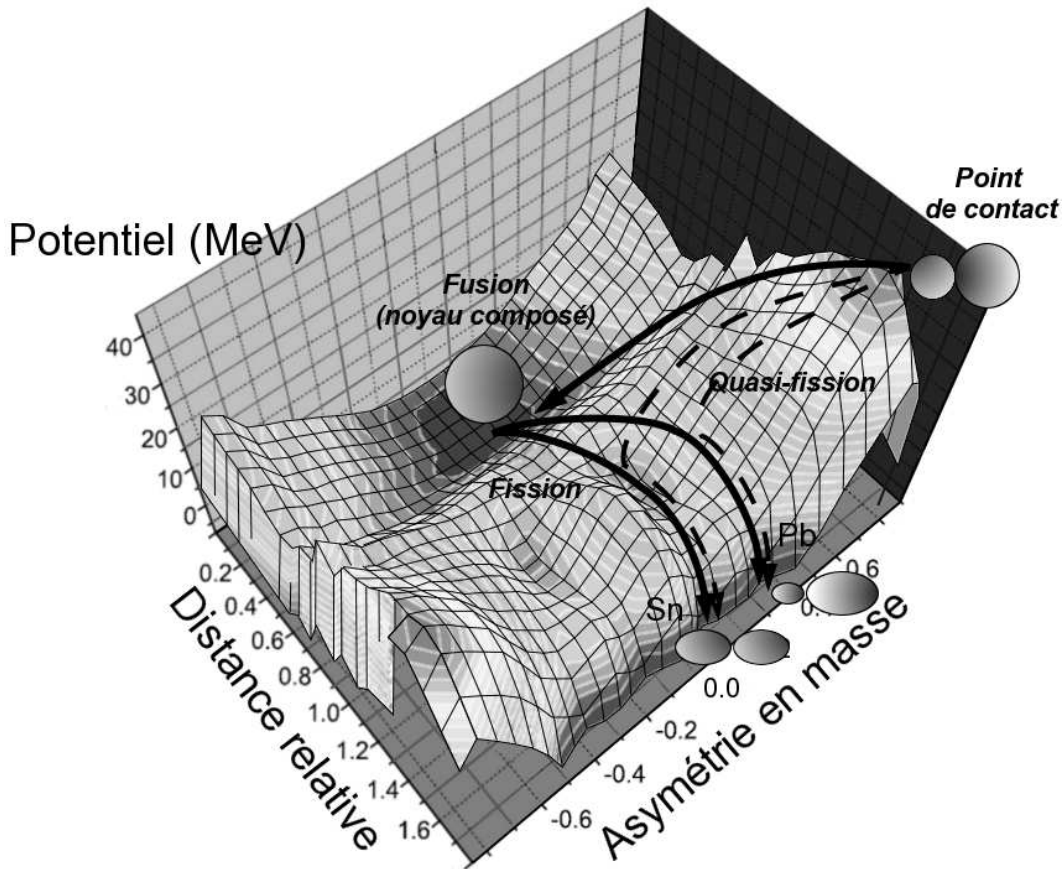


FIGURE 1.3 – Potentiel d’interaction en fonction de la distance relative et de l’asymétrie en masse, dans la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$  (d’après [43]). Les trajectoires illustrent les réactions de fusion-fission (flèches continues) et de quasi-fission (flèches pointillées).

En effet, il est relativement aisé de distinguer les noyaux issus de collisions inélastiques des produits de réactions de capture<sup>1</sup>, mais pas les mécanismes de quasi-fission et fusion-fission entre eux. Les produits de collisions élastiques, dont la section efficace relative est grande, peuvent être facilement éliminés par le choix de l’angle d’observation, en positionnant le détecteur en dehors des angles d’effleurement de la réaction. Des sélections plus ou moins sévères sur le numéro atomique des fragments et les propriétés cinématiques ( $\theta_{cm}$ ,  $E$ , ...) permettent d’isoler les fragments de fusion-fission et de quasi-fission de la plupart des produits des autres mécanismes de réaction (figure 1.4).

Cependant, il est possible de tirer parti de la différence des temps caractéristiques des deux phénomènes : historiquement, c’est en analysant les distributions angulaires des fragments produits dans la collision qu’on distingue (plus ou moins clairement) les deux mécanismes [32]. Si l’on considère le système dinucléaire formé au point de contact, un tour de rotation de ce système induit par le moment angulaire de la voie d’entrée dure typiquement de l’ordre de quelques  $10^{-21}\text{s}$  à quelques  $10^{-20}\text{s}$  pour les noyaux très lourds aux énergies proches de la barrière.

Une réaction de quasi-fission, dont la durée est inférieure ou égale au temps nécessaire pour effectuer une rotation complète du système [32], gardera la mémoire de la direction relative de la cible et du projectile, avec une distribution angulaire dans le centre de masse anisotrope.

<sup>1</sup>En admettant que l’asymétrie dans le canal d’entrée est importante, ce qui est nécessaire pour minimiser la barrière coulombienne.

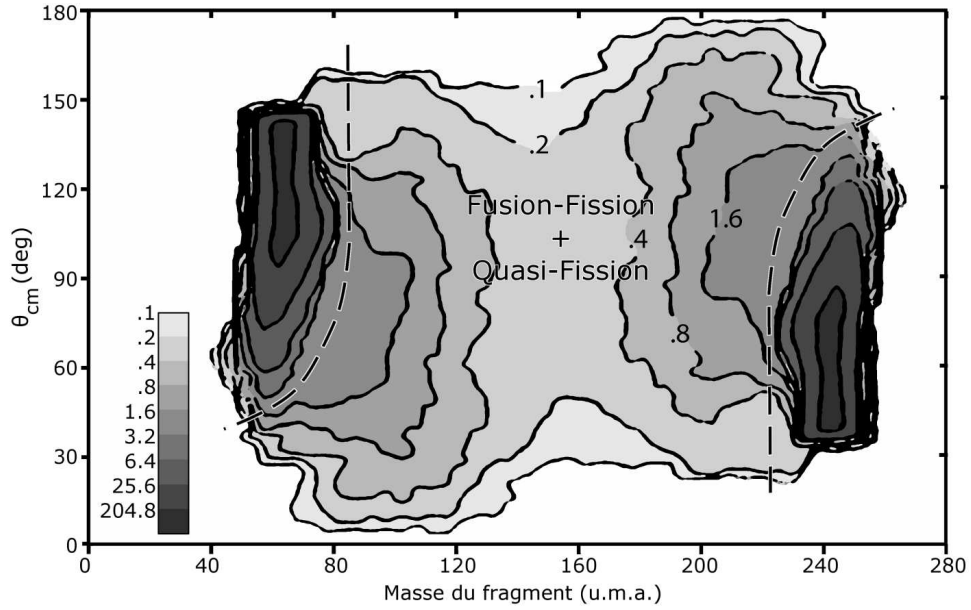


FIGURE 1.4 – Section efficace doublement différentielle  $\frac{d^2\sigma}{d\theta_{cm}dA}$  pour le système U+Ni à 6 MeV/A en mb/u.rad, en fonction de la masse du fragment  $A$  (u.m.a.) et de l'angle d'émission dans le centre de masse  $\theta_{cm}$  en degrés. (d'après [32]). Les courbes en tirets séparent les événements de fission+quasi-fission des événements de diffusion.

Par contre, les fragments de fission issus d'un noyau composé, ayant vécu bien plus longtemps que ce temps de rotation, présenteront une distribution dans le centre de masse isotrope aux effets de spin près. Il faut toutefois noter qu'expérimentalement, la distinction n'est pas toujours aisée lorsque ces deux mécanismes sont présents avec des poids relatifs très différents : isoler le mécanisme minoritaire devient extrêmement difficile et la figure 1.4 issue de la référence [32] illustre bien cette situation dans le cas d'une collision U+Ni à 6 MeV/A, pour laquelle l'existence d'une éventuelle composante de fusion complète n'est pas discernable a priori. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de mettre en œuvre une méthode expérimentale de mesure sensible de façon inambiguë à la présence de temps de vie très longs pour le système composite, permettant de signer la fission suivant fusion.

## 1.2 Des noyaux lourds aux noyaux superlourds

Les considérations présentées dans la section précédente s'appliquent de façon générale aux noyaux lourds. Le cas particulier des noyaux superlourds, dont on a vu que la position de l'îlot de stabilité était à priori mal connue, constitue un challenge expérimental particulièrement délicat. En particulier les expériences visant à synthétiser ces éléments superlourds en augmentant progressivement le numéro atomique deviennent de plus en plus difficiles à mettre en œuvre, la section efficace de formation de résidus d'évaporation  $\sigma_{ER}$  étant très petite et baissant rapidement avec le  $Z$  total du système [44].

Dans le cadre d'une approche statistique telle que celle proposée dans [45] on peut écrire :

$$\sigma_{ER} = \sigma_c \cdot P_{fus} \cdot P_{sur} \quad (1.1)$$

où  $\sigma_c$  est la section efficace de capture,  $P_{fus}$  la probabilité de fusion complète après capture et  $P_{sur}$  la probabilité de survie. Il est difficile de maximiser simultanément  $\sigma_c$  et  $P_{sur}$ , car la section efficace de capture croît rapidement avec l'énergie dans le centre de masse au voisinage de la barrière de fusion, alors que la probabilité de survie diminue lorsque l'énergie du projectile augmente, l'énergie d'excitation du noyau formé augmentant.

### 1.2.1 Approches utilisées pour les expériences de synthèse

La fusion dite froide cherche à maximiser  $P_{sur}$  en minimisant l'énergie d'excitation du noyau composé. Pour cela, on utilise généralement des cibles de Pb ou Bi, proches de fermetures de couches et possédant donc une énergie de liaison importante. En effet, lorsqu'on écrit le bilan énergétique de la fusion, on trouve que pour un noyau composé et  $E_{cm}$  donnés, l'utilisation de noyaux magiques diminue l'énergie d'excitation :

$$E^* = B_{NC} - (B_p + B_c) + E_{cm} \quad (1.2)$$

où  $B_{NC}$ ,  $B_p$  et  $B_c$  sont les énergies de liaison, respectivement, du noyau composé, du projectile et de la cible.

Typiquement, les énergies d'excitation atteintes dans ce type d'expérience sont de l'ordre de 10 à 20 MeV. Cependant, bien que la probabilité de survie croisse (de manière limitée) avec la "magie" de la voie d'entrée, la section efficace de capture baisse très rapidement avec le numéro atomique  $Z_{NC}$  du noyau composé, et il devient donc de plus en plus difficile de former des résidus d'évaporation. Expérimentalement, cette voie a permis d'atteindre  $Z=112$  [29] avec une section efficace de l'ordre du picobarn, et d'obtenir de fortes indications sur l'existence du  $Z = 113$  [30].

Une voie alternative est appelée fusion chaude, et utilise préférentiellement des actinides, qui sont riches en neutrons, et un projectile également très riche en neutrons. L'asymétrie est plus importante, et le plus grand rapport  $N/Z$  des actinides comparé à celui des cibles utilisées en fusion froide permet d'espérer une probabilité de survie du noyau composé plus importante malgré un accroissement de l'énergie d'excitation, mais aussi de s'approcher de la fermeture de couche en neutrons attendue à  $N = 184$ . Par ailleurs, pour tirer partie de la forte augmentation de  $\sigma_c$  avec  $E_{cm}$  autour de la barrière, ces réactions utilisent une énergie cinétique légèrement supérieure à la barrière de fusion. Les énergies d'excitation en découlant sont de l'ordre de 40 à 50 MeV. L'expérience a permis d'observer avec succès jusqu'à  $Z=118$  [46], principalement par l'étude des chaînes de décroissance  $\alpha$  du noyau composé.

### 1.2.2 La fission : une autre sonde pour tester la stabilité des noyaux très lourds

Nous venons de voir que l'étude directe des superlourds est d'autant plus difficile que l'on cherche à atteindre des  $Z$  élevés à cause de la baisse rapide de la section efficace de formation de résidus d'évaporation. La voie dominante de désexcitation de ces noyaux superlourds étant la fission, les paragraphes suivants cherchent à montrer que l'étude du temps de vie de ces noyaux permet d'obtenir des informations concernant leur stabilité, tout en s'affranchissant de la baisse de la section efficace de formation de résidus. Toutefois pour ces noyaux dont l'existence d'une barrière de fission est due aux seuls effets de couche, l'évolution de cette barrière avec la température devra naturellement être considérée.

Le temps de vie d'un noyau est déterminé à la fois par la probabilité de fission et la probabilité d'évaporation de particules. Dans le cadre d'une approche statistique, on considère que l'énergie d'excitation du noyau permet de décrire celui-ci comme un gaz de Fermi à la température nucléaire  $T = \sqrt{E^*/a}$  ( $a \approx A/13$ ,  $A/8$ ) confiné dans un puits de potentiel, et donc de le décrire par un ensemble microcanonique. La probabilité d'une voie de désexcitation est donnée par le rapport de la largeur partielle de cette voie et de la largeur totale.

$\Gamma_n$ ,  $\Gamma_{PLC}$ ,  $\Gamma_\gamma$  et  $\Gamma_{fiss}$  étant les largeurs associées à l'émission de neutrons, à l'émission de particules légères chargées, de gammas et à la fission, le temps de vie du noyau est alors estimé comme :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{totale}} = \frac{\hbar}{\Gamma_n + \Gamma_{PLC} + \Gamma_\gamma + \Gamma_{fiss}} \quad (1.3)$$

Dans le cas de l'émission de particules, le principe de la balance détaillée – qui requiert une évolution réversible du système – implique que la largeur d'émission est déterminée par le rapport de la densité d'états du noyau fils et du noyau émetteur. Par contre le caractère dissipatif de la fission ne permet pas d'appliquer ce principe de microréversibilité et l'approche statistique utilisée pour décrire la fission est celle de l'état transitoire ; dans le cas d'une énergie d'excitation supérieure à la hauteur de la barrière de fission, le taux de fission est déterminée par le passage du point selle, et la largeur de fission peut alors s'exprimer en fonction des densités d'états au fondamental et au point selle.

Comme nous recherchons une fermeture de couche en  $Z$  par la mesure de temps de fission de noyaux identifiés en charge, le temps à considérer ici n'est pas uniquement le temps de vie du noyau composé  $(Z, N)$  formé à l'énergie d'excitation initiale déterminé par l'expression 1.3 – il faut prendre en compte les fissions de 1<sup>ière</sup> et de  $n^{\text{ième}}$  chance, après aucune ou  $n - 1$  émissions de neutrons. Le temps calculé est donc associé à un ensemble de noyaux  $(Z, N', E^*)$ , peuplés le long de la chaîne de désexcitation.

Selon Bohr et Wheeler [2], la largeur de fission associée à un état défini  $(Z, N, E^*)$  du noyau s'écrit :

$$\Gamma_f^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho_{gs}(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho_{sd}(E^* - B_f - \epsilon) d\epsilon \quad (1.4)$$

où  $\rho_{gs}(E^*)$  est la densité d'états au fondamental à une énergie d'excitation  $E^*$ , et  $\rho_{sd}(E^* - B_f - \epsilon)$  la densité d'états au point selle pour une énergie disponible correspondant à l'énergie d'excitation du noyau final,  $B_f$  étant la hauteur de la barrière de fission.

En utilisant pour la densité de niveaux l'expression du gaz de Fermi  $\rho(E^*) \propto e^{2\sqrt{aE^*}}$  (où  $a$  est le paramètre de densité de niveaux) avec les hypothèses que  $E^* \gg B_f$  et que  $a_{gs} = a_{sd}$ , le développement de cette expression conduit à l'expression traditionnellement utilisée pour la

largeur de fission de Bohr et Wheeler,

$$\Gamma_f^{BW} = \frac{T}{2\pi} e^{-B_f/T} \quad (1.5)$$

où  $T$  est la température nucléaire, reliée à l'énergie d'excitation par  $E^* = aT^2$ .

Un des effets de la proximité d'une fermeture de couche étant l'accroissement de  $B_f$ , la largeur de fission d'un noyau proche d'une fermeture est attendue relativement petite, favorisant ainsi l'émission de neutrons. Cependant, il faut également prendre en compte la variation de la barrière de fission avec  $T$ . Celle-ci a beau être mal connue, on s'attend à ce que les effets de couche (et donc la barrière de fission) baissent progressivement avec la température, comme semble l'indiquer l'évolution avec la température des distributions de masse des fragments de fission [47]. Ainsi, pour un noyau excité, la barrière de fission est attendue plus basse qu'à température nulle, accroissant la probabilité de fission. Barrières et densités de niveaux dépendent également du moment angulaire  $J$ , mais comme nous ne nous intéressons ici qu'à des événements de fusion complète, associés à des collisions très centrales et ayant donc de très faibles valeurs de  $J$ , nous négligerons cet effet par la suite.

Ces considérations ne prennent toutefois pas en compte le caractère dynamique de la fission. Cela est visible lorsque l'on compare les multiplicités de particules de pré-fission calculées par une approche statistique et expérimentale : les multiplicités expérimentales sont systématiquement supérieures aux multiplicités calculées. Ce défaut peut être corrigé par l'ajout d'un terme dissipatif ; par analogie avec une goutte liquide chargée, cela revient à considérer une certaine viscosité.

Kramers [48] propose ainsi une vision quasi-stationnaire de la fission par l'introduction d'un terme de friction dans l'expression de la largeur de fission, la réduisant par rapport à celle calculée par Bohr et Wheeler.

$$\Gamma_f^K = \Gamma_f^{BW} \times (\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma) \quad (1.6)$$

où  $\gamma$  est un facteur de dissipation sans dimensions.

Une prise en compte complète de la dynamique de la fission par la résolution de l'équation de Fokker-Planck [49] ou de Langevin [50, 51] met en évidence un temps de transit avant l'établissement d'un régime quasi-stationnaire. Ce temps de transit est responsable d'un abaissement de la largeur de fission dans les premiers instants de la vie du noyau composé [49], favorisant l'évaporation par rapport à la fission. Cet abaissement temporaire de la largeur de fission peut permettre au noyau d'évaporer une partie de son énergie d'excitation par émission de particules, ce qui provoque également la remontée de la barrière de fission [52, 53], contribuant ainsi à une restauration progressive des effets de couche le long de la chaîne de désexcitation du noyau composé.

Ces noyaux restent toutefois hautement fissiles, et sont attendus avec un temps de vie très court. Mais certains travaux ont mis en évidence que dans certains cas favorables où la compétition entre fission et évaporation est importante, la distribution de temps de fission de tels noyaux peut présenter une faible proportion de temps longs correspondant aux événements de fission intervenant tard dans la chaîne de désexcitation, éventuellement accessibles expérimentalement [50].

Les temps de fission, comme on l'a vu, dépendent de la compétition entre émission de neutron et fission tout au long de la chaîne de désexcitation du noyau composé, et donc de la hauteur de la barrière de fission et de l'énergie d'excitation du noyau initial. Elles peuvent être calculées, pour un noyau d'énergie d'excitation initiale donnée, à l'aide de modèles de désexcitation statistique

tenant compte à chaque étape de la compétition entre fission et évaporation. Ces temps sont extrêmement sensibles à la valeur de  $B_f$ , comme l'illustre la figure 1.5 ; un facteur arbitraire (abscisse) a été appliqué aux barrières de fission calculées à partir des données de la référence [54] pour tous les noyaux de la chaîne de désexcitation d'un noyau (120,296) avec  $E^* = 67$  MeV. L'échelle en ordonnée est la valeur relative au temps calculé avec les barrières non modifiées du temps de fission : lorsque la barrière baisse de 40%, le temps de fission est divisé par 100. Sans s'attacher aux valeurs absolues de ces variations, on constate qu'une variation modérée de la valeur de la barrière de fission a un effet particulièrement important sur le temps de fission.

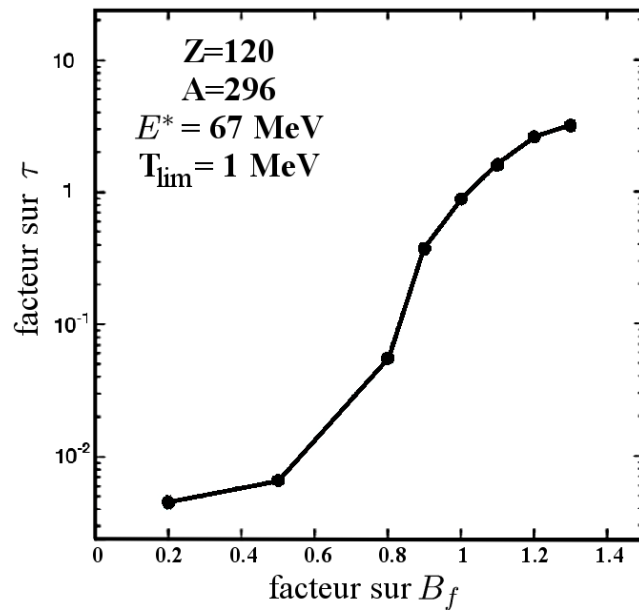


FIGURE 1.5 – Évolution du temps de fission moyen  $\tau$  en fonction de la hauteur de la barrière de fission  $B_f$  (figure d'après [55])

En conclusion, compte tenu de cette très grande sensibilité des temps de fission à la hauteur de la barrière, il paraît possible expérimentalement de signer la présence d'effets de couches par des mesures de temps, et ce, même si le noyau composé est formé excité. Cependant, même s'il existe des différences de temps de fission conséquentes entre des noyaux ayant des barrières de fission légèrement différentes, ces temps restent extrêmement courts. Par ailleurs, compte tenu de l'importance des sections efficaces de quasi-fission observées pour ces systèmes lourds, il est nécessaire de mettre en œuvre une méthode de mesure de temps capable de distinguer sans ambiguïtés les mécanismes de fusion-fission et de quasi-fission.

D'un point de vue expérimental, on ne dispose que des fragments de fission et des particules évaporées pour obtenir des informations sur le système fissionnant et le mécanisme de réaction. La détection de l'ensemble de ces produits de réaction est importante expérimentalement : il doit être possible de s'assurer que la fusion est bien complète, et que dans le cas de la recherche d'une fermeture de couche en  $Z$ , le numéro atomique du système fissionnant est bien la somme des  $Z$  du projectile et de la cible. Cela implique une détection sur  $4\pi$  de l'ensemble des produits de réaction chargés.





## Chapitre 2

### Méthode et dispositif expérimental

Les considérations du chapitre de présentation nous amènent à définir un dispositif permettant l'étude de la stabilité d'un noyau superlourd.

D'une part, les produits de réaction chargés, noyaux et particules, doivent être détectés sur  $4\pi$ . Leur numéro atomique, énergie et angle d'émission dans le laboratoire doivent être mesurés, avec une précision permettant :

1. une reconstruction cinématique complète des caractéristiques de la réaction dans le centre de masse et
2. de connaître le  $Z$  du système fissionnant avec une précision maximale. Pour ce faire il est nécessaire de disposer, en plus de l'identification en  $Z$  de chacun des fragments de fission, de la multiplicité de particules légères et de fragments de masse intermédiaire.

Nous avons donc utilisé le multidétecteur Indra, répondant à ces spécifications (section 2.3.2).

D'autre part, il est nécessaire de pouvoir mettre en évidence la présence de temps longs pour un ensemble d'événements. Nous avons donc choisi d'utiliser la méthode du blocage cristallin, qui repose sur les effets de la structure d'une cible cristalline sur la distribution angulaire des produits d'une réaction entre un projectile et un atome de la cible (section 2.1). Un de ses intérêts est qu'elle ne repose sur aucun modèle de structure nucléaire, par comparaison aux autres horloges généralement utilisées pour la mesure de temps de vie, pouvant donner des résultats variant de plusieurs ordres de grandeur pour un même système.

Pour la mettre en œuvre, nous avons utilisé des télescopes spécifiques, permettant à la fois la mesure du numéro atomique et de l'énergie des noyaux ainsi que la mesure fine de l'angle d'émission dans le laboratoire (section 2.3.1). Les spécifications concernant le couple projectile-cible sont décrites dans la section 2.2.

## 2.1 Méthode de mesure de temps par blocage cristallin

Les premiers travaux faisant apparaître la vraisemblance d'un effet de la structure ordonnée d'une cible cristalline sur les distributions angulaires de produits de réaction parurent en 1912 [56], mais il fallut attendre 1960 pour que paraissent les premières mises en évidences expérimentales de la canalisation, montrant une très forte dépendance de la distribution angulaire d'ions diffusés dans un monocristal à l'orientation de ce dernier [57].

Le blocage cristallin ne fut observé qu'en 1965 [58, 59, 60], par l'anisotropie de la distribution angulaire de particules chargées émises depuis les sites d'une cible monocristalline. La similitude entre ces deux effets est grande, c'est pourquoi nous commencerons cette section par une présentation du phénomène de canalisation – la plupart des observations de cette partie peuvent être appliquées au blocage, sauf mention contraire. Pour une revue détaillée des propriétés de la canalisation et du blocage, on se reportera aux références [61] et [62].

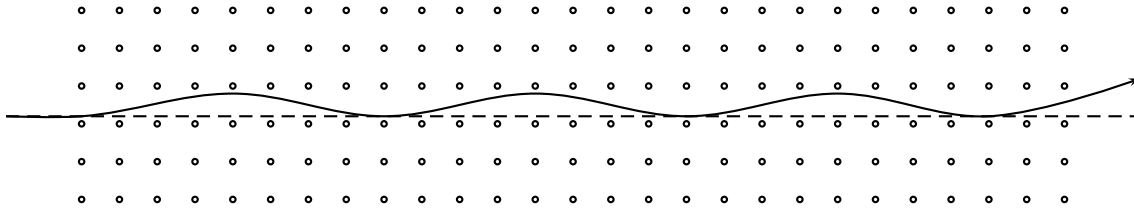


FIGURE 2.1 – Illustration schématisque de la trajectoire d'un ion canalisé dans une structure cristalline (les oscillations se produisent en fait sur une période de l'ordre de  $10^2$ – $10^3$  paramètres de maille).

Lorsqu'un ion se déplace le long d'une direction majeure du cristal (un axe cristallin, mais ce phénomène peut également être observé pour les plans cristallins), il existe une importante probabilité pour qu'il subisse une déflexion à petit angle par le premier atome du cristal rencontré. La probabilité que l'angle de diffusion soit suffisamment petit pour que cette première collision soit suivie d'une deuxième collision similaire est également importante. A cause de la structure ordonnée du cristal, l'ion va subir une série de légères déflexions corrélées, qui feront osciller sa trajectoire à l'intérieur du canal formé par deux rangées successives (figure 2.1). Le résultat est une baisse importante de la probabilité de collisions à petit paramètre d'impact avec les atomes du cristal. Le fait que la trajectoire d'ions d'une énergie de plusieurs MeV puisse être aussi sensible à des potentiels de quelques eV est une conséquence de la nature collective de cet effet.

Le blocage cristallin se manifeste lorsqu'une particule chargée est émise à un des sites du cristal. Si sa direction d'émission est proche d'un axe ou d'un plan du cristal, cette particule subira une série de collisions cohérentes la déviant progressivement de sa trajectoire initiale. L'ion étant ainsi repoussé par l'ensemble de la rangée (ou plan) on observera, comme dans le processus de canalisation, un minimum dans la probabilité de détection de cet ion dans la direction de la rangée (ou plan).

Dans le cas de la canalisation, il s'agit de mesurer pour différentes orientations relatives de l'ion incident et d'une direction cristalline la probabilité qu'un ion rencontre un atome du cristal et qu'il se produise une collision à faible paramètre d'impact. Dans le cas du blocage, on détermine la probabilité qu'une particule chargée émise ou diffusée à partir d'un site du cristal touche un détecteur lorsque l'on varie l'orientation relative entre la direction de détection et

la direction cristalline. En l'absence de phénomènes dissipatifs, les trajectoires de canalisation et de blocage sont reliées l'une à l'autre par renversement du temps. L'analogie entre ces deux processus est illustrée par la figure 2.2.

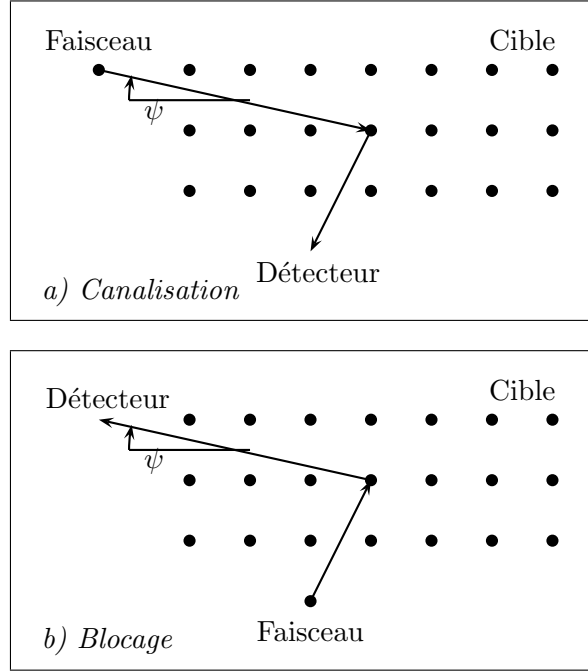


FIGURE 2.2 – Analogie entre canalisation et blocage cristallin

Dans les deux cas, les distributions observées en fonction de l'angle  $\psi$  (entre le faisceau et le cristal pour la canalisation, et entre le cristal et le détecteur pour le blocage) présentent les mêmes caractéristiques. La figure 2.3 est normalisée au comptage que l'on obtiendrait avec une cible amorphe (mais identique en tout points à celle utilisée), et qui est celui que l'on obtient loin de toute direction cristallographique. Ce "creux de blocage" (ou de canalisation) présente une largeur à mi-hauteur  $\psi_{1/2}$ , et un niveau minimum  $\chi_{min}$ , ainsi que des épaulements compensatoires ( $\psi_{max}$ ).

Le potentiel décrivant l'interaction entre un ion  $Z_1$  et un atome isolé  $Z_2$ , utilisé dans les calculs, néglige généralement les effets dynamiques et les collisions inélastiques avec les électrons, ce qui est justifié par le fait que l'effet attendu sur les trajectoires est faible, compte-tenu des petits angles de collision. Classiquement, le potentiel ressenti par l'ion est de type coulombien écranté (Thomas-Fermi), de la forme :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \phi_{TF}(r/a) \quad (2.1)$$

où  $\phi_{TF}(r/a)$  est la fonction d'écran de Thomas-Fermi et  $a$  est une distance d'écrantage caractéristique de la réaction, variant comme  $Z_2^{-1/3}$ . Lorsque l'ion incident est partiellement ionisé, la distance d'écrantage devient une fonction de  $Z_1$  et  $Z_2$  du type  $(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3}$ .

Lorsque l'angle d'incidence à la structure est suffisamment faible – inférieur à un angle critique  $\psi_c$  – le potentiel ressenti par l'ion peut-être considéré comme continu. Dans le cas axial,

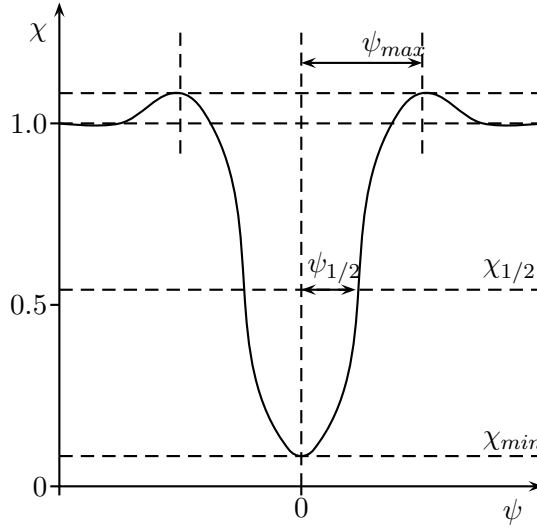


FIGURE 2.3 – Probabilité  $\chi$  d’observer un ion à un angle  $\psi$  de la rangée cristalline (d’après [61]).

Lindhard [63] donne l’expression suivante :

$$\psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{E_c d}} \quad (2.2)$$

où  $E_c$  est l’énergie de l’ion incident et  $d$  la distance entre les noyaux de la rangée. Lorsque l’angle d’incidence est inférieur à  $\psi_c$ , l’ion ne ressent pas le potentiel de chaque atome individuellement, mais plutôt une réponse cohérente de la structure, le potentiel ressenti par l’ion n’étant plus fonction que de sa distance à la rangée. Un tel potentiel continu  $U(\rho)$  - qui revient à remplacer le potentiel réel périodique de la rangée par un potentiel moyenné dans la direction de la rangée - suppose la conservation de l’impulsion longitudinale, approximation nécessitant d’utiliser des cristaux suffisamment minces pour négliger la perte d’énergie. Dans ce cas l’énergie transverse des ions est conservée et s’écrit :

$$E_{\perp} = E\psi^2 + QeU(\rho) \quad (2.3)$$

où  $Q$  est l’état de charge de l’ion  $Z_1$ .

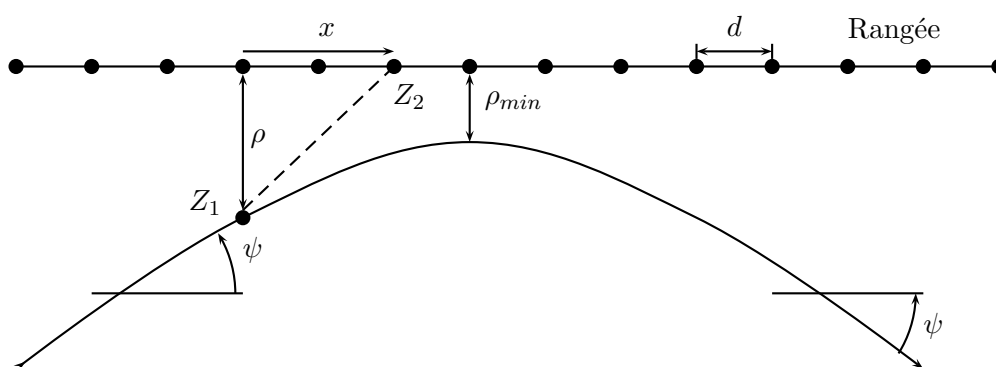


FIGURE 2.4 – Trajectoire d'un ion incident  $Z_1$  à un angle  $\psi$  vers une rangée cristalline d'atomes  $Z_2$  espacés de  $d$ .

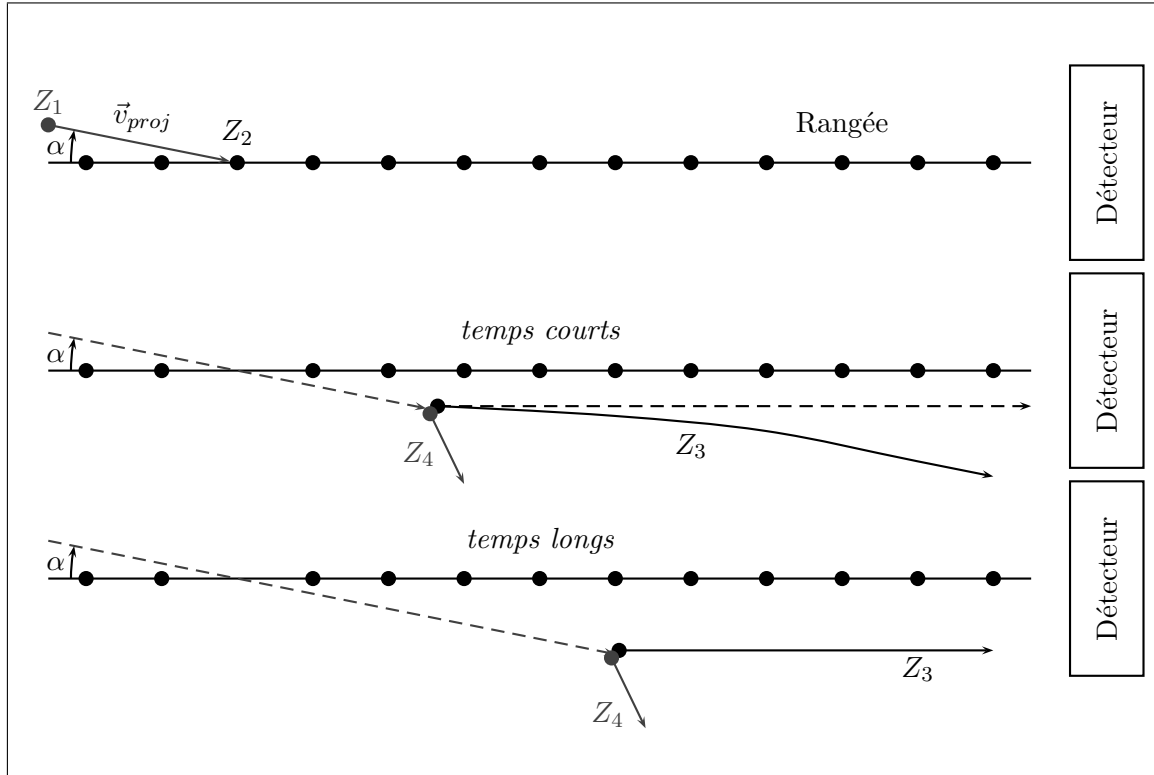


FIGURE 2.5 – Principe de la mesure de temps par la méthode du blocage cristallin pour une réaction  $Z_1 + Z_2 \rightarrow Z_3 + Z_4$ .

Dans l'application du blocage cristallin à la mesure de temps, on considère la formation d'un système composite, cible+projectile, à un site du cristal. Avant l'émission des produits de réaction, ce système se déplace sur une distance déterminée par sa vitesse de recul et la durée de la réaction. L'énergie transverse des produits de réaction dépend de la distance du point d'émission à la structure ainsi que de l'angle à celle-ci. Un ion émis à proximité d'un site cristallin, et donc dans une région de fort potentiel, et dans une direction proche de cette structure sera dévié, tandis que si la distance est grande, le potentiel ressenti sera plus faible et l'ion pourra être détecté dans la direction de l'axe, contribuant ainsi à remplir le creux de blocage : la forme de celui-ci dépend du temps durant lequel le système a reculé avant de se séparer.

Pour un processus rapide, par exemple une collision élastique, on peut considérer que les noyaux sont émis pratiquement au site du noyau-cible : la déviation attendue est maximale, et dans des conditions idéales les noyaux ne pourront pas être observés dans la direction de la structure. La probabilité  $\chi_{min}$  d'observer un ion émis dans la direction exacte de la structure n'est pas nulle. Pour un cristal parfait, elle est gouvernée par les fluctuations de positions dans le plan transverse des atomes du cristal induites par les vibrations thermiques et en première approximation, est donnée par la moyenne quadratique de l'amplitude de ces vibrations thermiques,  $u_1$  ([61]) :

$$\chi_{min} \propto N d u_1^2 \quad (2.4)$$

où  $d$  est la distance entre les atomes de la rangée et  $N$  est la densité de la cible (figure 2.4). La limite inférieure de sensibilité en temps de la méthode correspond au temps  $t_{min}$  nécessaire pour que le système sorte de l'amplitude des vibrations thermiques de la rangée – à une distance inférieure, correspondant à des temps plus courts que  $t_{min}$ , les creux de blocage sont expéri-

mentalement indiscernables de celui que l'on obtiendrait pour une réaction infiniment rapide. Le seuil en temps  $t_{max}$  au-delà duquel  $\chi_{min} \approx 1$  est de l'ordre de grandeur du temps nécessaire pour atteindre la structure suivante (axe ou plan), distance liée au paramètre de maille et à la structure du cristal.

Le niveau minimum dépend de plusieurs facteurs, en particulier de l'épaisseur et de la qualité cristalline de la cible :

- Il peut-être remonté par la présences d'impuretés, ou de déplacement d'atomes et autres défauts liés à l'endommagement par irradiation ;
- Une mosaïcité<sup>1</sup> importante, ainsi que la présence de couches amorphes d'oxydes en surface et la divergence du faisceau, jouent également sur sa valeur.

D'après Gemmel, la largeur à mi-hauteur du creux,  $\psi_{1/2}$ , est proportionnelle à l'angle critique (voir l'expression 2.2) :

$$\psi_{1/2} \propto \psi_c \quad (2.5)$$

Ainsi, la probabilité d'observer des fragments dans la direction de l'axe ou du plan choisi dépend de la durée du mécanisme sélectionné. Comme le  $\chi_{min}$  le plus bas (associé à des processus rapides comme les collisions élastiques) est utilisé comme référence pour les temps courts et qu'il est sensible à la qualité du cristal, afin d'obtenir la meilleure sensibilité il est important :

- que la structure du cristal soit la meilleure possible,
- de contrôler l'endommagement du cristal par les collisions atomiques avec les ions du faisceau, et
- que la section du faisceau soit la plus petite possible.

Les collisions multiples des fragments avec les atomes du cristal font également remonter le  $\chi_{min}$ , en accroissant le moment transverse des fragments (décanalisations) ; l'épaisseur de la cible doit donc être limitée. De la même manière, l'émission de particules ajoute un moment transverse et peut brouiller l'information en temps en remontant artificiellement le  $\chi_{min}$ .

Les  $\chi_{min}$  de l'ordre du % des creux de blocage axiaux permettent d'obtenir une plus grande sensibilité en temps que les creux planaires. Nous avons donc choisi d'utiliser les axes les plus denses de la cible pour étudier les temps associés aux différents mécanismes observés.

Il faut noter ici que la nécessaire faible divergence du faisceau en canalisation, indispensable pour définir l'angle d'incidence  $\psi$  avec une précision meilleure que l'angle critique, n'est pas de mise pour le blocage cristallin. En effet, quelque soit la direction exacte d'incidence du faisceau, l'observation de la distribution angulaire est faite dans une direction très précise (soit avec un collimateur devant le détecteur, soit avec un détecteur à localisation). Cependant, la taille du faisceau est tout de même importante en blocage : un faisceau trop grand correspond à une distribution de  $\psi$ , pouvant aller jusqu'à brouiller l'effet de blocage pour des faisceaux de taille trop importante. On considère que cet effet est acceptable si l'ouverture angulaire due à la largeur du faisceau  $\Delta\psi = \frac{2r}{D}$ , avec  $r$  le rayon du faisceau et  $D$  la distance au détecteur, est telle que  $\Delta\psi \ll \psi_c$ .

Par ailleurs, il est nécessaire de limiter la taille du faisceau à la fois en canalisation et en blocage : les cristaux sont généralement imparfaits et présentent une certaine courbure. La variation de la direction des rangées cristallines induite par cette courbure se traduit par un brouillage des figures de blocage d'autant plus important que la largeur du creux est faible. Un faisceau plus étroit permet de limiter l'importance de cette courbure sur les figures de blocage/canalisation.

---

<sup>1</sup>Petits domaines cristallins parfaits, légèrement désalignés les uns par rapport aux autres.



## 2.2 Choix du couple faisceau-cible

Avant de continuer plus avant, expliquons les raisons qui nous ont menés à choisir une cinématique inverse et le couple projectile-cible  $^{238}\text{U} + ^{nat}\text{Ni}$  à 6.6 MeV/A.

Tout d'abord, nous voulions former un noyau  $Z_1 + Z_2 = 114 \rightarrow 126$ , ayant une énergie d'excitation la plus basse possible. Nous cantonnant à des arguments qualitatifs nous pouvons estimer au premier ordre la barrière de fusion comme étant la barrière coulombienne. La barrière coulombienne est proportionnelle à  $Z_1 Z_2$  et donc à  $(Z_1 + Z_2)^2 - (Z_1 - Z_2)^2$ ; à  $Z_1 + Z_2$  donné, elle est donc minimale pour une asymétrie en  $Z$ ,  $\|Z_1 - Z_2\|$ , maximale.

Nous souhaitons par ailleurs avoir la plus grande énergie possible pour les fragments de fission du noyau composé, pour pouvoir tous les détecter et les identifier correctement. De plus, pour caler les limites de sensibilité de la méthode du blocage cristallin dans la bonne région en temps, la vitesse du centre de masse doit être maximale : la limite inférieure de la fenêtre en temps doit être ajustée pour que les événements de quasi-fission, très rapides ( $< 10^{-20}$  s), soient sous le seuil (lié à l'amplitude de vibration thermique des atomes du cristal), et contribuent donc le moins possible au  $\chi_{min}$ , et que les seuls événements qui contribuent à modifier le  $\chi_{min}$  soient des événements de fission après la formation d'un noyau totalement équilibré. Pour atteindre la même énergie dans le centre de masse, une cinématique inverse, où le noyau le plus lourd est accéléré, permet d'obtenir des énergies de fragments et une vitesse du centre de masse plus importantes, et donc des temps plus courts qu'en cinématique directe.

Nous devons donc avoir un faisceau de grand  $Z$ , envoyé sur une cible cristalline à une énergie proche de la barrière de fusion. Nous avons vu que pour mettre en œuvre la méthode du blocage cristallin, il est nécessaire que la cible soit de la meilleure qualité cristalline possible. Par ailleurs, sa structure doit être simple, pour que la mesure ne soit pas perturbée par la présence de multiples axes et plans secondaires à proximité du creux étudié. Au regard des considérations concernant la cinématique inverse, et compte tenu de l'augmentation des sections efficaces de fusion avec l'asymétrie du système, nous avons choisi d'utiliser le plus grand numéro atomique accessible pour le faisceau, soit  $Z = 92$ , ce qui limite le  $Z$  de la cible entre 22 et 34.

L'épaisseur de la cible doit être choisie comme un compromis entre le nombre d'événements de fusion-fission produits d'une part et la qualité du creux de blocage et la résolution en énergie des fragments lourds en sortie de cible d'autre part. Compte tenu de la faible section efficace de fusion-fission attendue pour un système si lourd, il est nécessaire de maximiser le nombre de réactions, et donc l'épaisseur de la cible, sans toutefois complètement effacer les creux de blocage par un trop grand nombre de décanalisations, dont l'importance croît rapidement avec l'épaisseur de la cible. Plusieurs essais de fabrication ont été réalisés ; finalement, les cristaux de nickel se sont avérés être les meilleurs, et ont été choisis pour l'expérience.

Le nickel a une structure cubique à face centrées (figure 2.6), les axes les plus denses sont :

- $\langle 110 \rangle$  ( $\approx 4$  atomes/nm), la diagonale d'une face,
- $\langle 100 \rangle$  ( $\approx 2.8$  atomes/nm), l'arête du cube, et
- $\langle 111 \rangle$  ( $\approx 1.6$  atomes/nm), la diagonale du cube.

Les cibles, fabriquées à Aarhus par croissance épitaxiale, ont été montées sur un support comportant un méplat le long de l'axe  $\langle 100 \rangle$ , ce qui a permis leur préorientation.

Ainsi, notre choix s'est porté sur une cible de nickel de  $2\mu\text{m}$  et un faisceau d'uranium 238, permettant d'obtenir un noyau composé de masse 296 u.m.a. et de numéro atomique  $Z = 120$ .

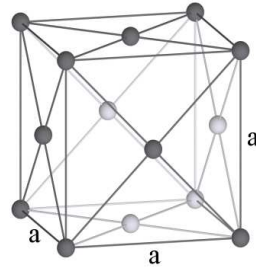


FIGURE 2.6 – Maille CFC

Pour ce couple une formule semi-empirique [64] basée sur la systématique de la référence [65] donne une barrière de fusion de 270 MeV environ ; pour atteindre cette énergie, le faisceau doit avoir une énergie de 1380 MeV, soit 5.8 MeV/A. Compte-tenu de la très forte augmentation des sections efficaces de capture avec l'énergie au voisinage de la barrière (figure 2.7) nous avons choisi d'utiliser une énergie incidente de 6.6 MeV/A, conduisant dans le cas d'une réaction à mi-cible à une énergie dans le centre de masse  $E_{cm}$  de 290 MeV, pour laquelle on attend une section efficace de capture de l'ordre de 70 mb [66] et une énergie d'excitation de l'ordre de 70 MeV (calculée d'après les tables de masse de [54]).

L'angle d'effleurement du projectile élastique est pour ce système d'approximativement  $14^\circ$ . Nous avons donc choisi de positionner les télescopes dédiés à la mesure de l'effet de blocage des fragments pouvant correspondre à de la fusion-fission à  $20^\circ$ , afin de ne pas être noyé par les projectiles d'uranium élastiques.

La vitesse du centre de masse étant 2.9 cm/ns, on estime que dans ces conditions la méthode du blocage cristallin permet la mesure de temps entre  $7.10^{-19}$  s ( $u_1 \approx 6.5$  pm à  $T=293^\circ\text{K}$ ) et quelques  $10^{-17}$  s ( $a=352.4$  pm correspond à  $3.8 \cdot 10^{-17}$  s ).

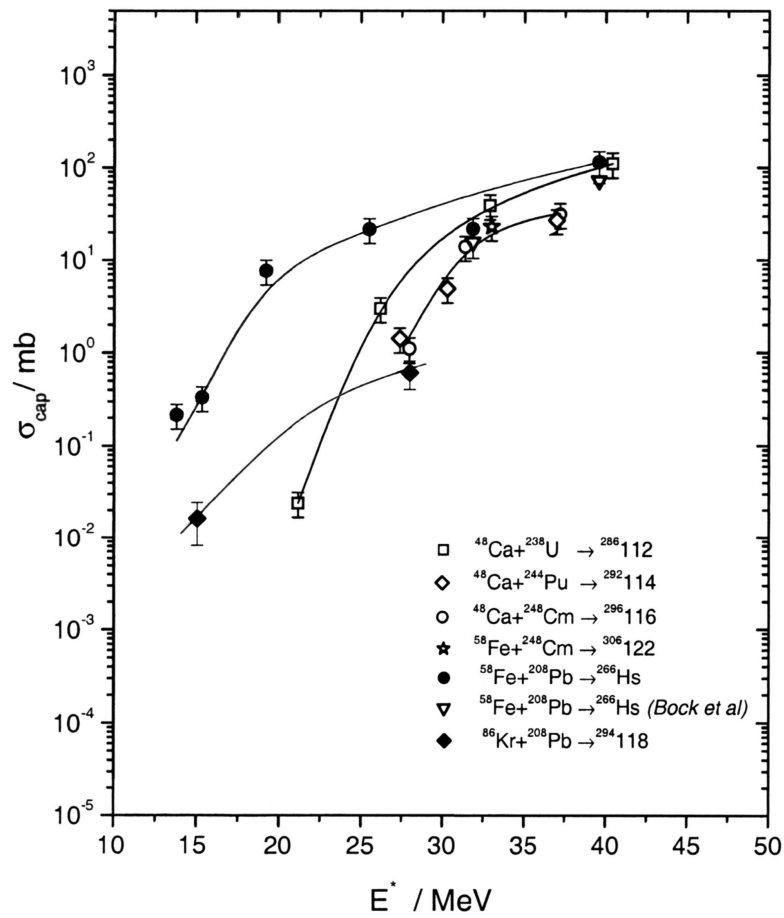


FIGURE 2.7 – Évolution de la section efficace de capture en fonction de l'énergie d'excitation, pour des noyaux proches de  $Z = 120$ , objet de notre étude. D'après [67].

## 2.3 Dispositif expérimental

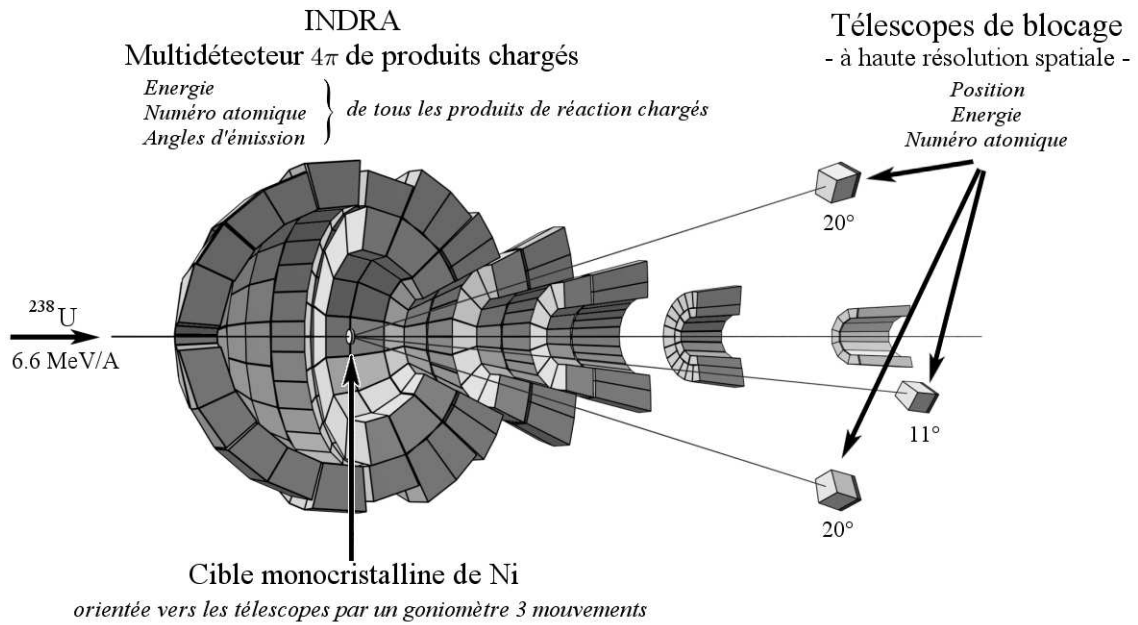


FIGURE 2.8 – Présentation du dispositif expérimental.

### 2.3.1 Télescopes de blocage

La largeur du creux de blocage le plus étroit que nous puissions observer permet d'estimer la résolution angulaire que doivent avoir les détecteurs sensibles en position utilisés pour la mesure de l'effet de blocage dans la direction de l'axe choisi. Le creux le plus étroit que nous puissions observer à  $20^\circ$  est celui correspondant au nickel élastique, dont l'énergie est de  $\approx 800 \text{ MeV}$  (le noyau le plus léger et l'énergie la plus élevée), pour lequel on peut estimer que  $\psi_{1/2} = 0.20^\circ$  pour l'axe  $\langle 110 \rangle$  [61].

Pour pouvoir caractériser les événements pour lesquels on constitue le creux de blocage, il faut donc utiliser des télescopes à haute résolution spatiale, qui permettent également une identification en  $Z$  et une mesure de l'énergie du noyau. La largeur du creux le plus étroit étant de  $0.2^\circ$ , la résolution spatiale de ces détecteurs doit être de l'ordre du dixième de cette valeur, soit  $0.02^\circ$ .

L'identification en  $Z$  doit également être de haute précision pour retrouver le numéro atomique du système fissionnant. Elle repose sur la dépendance en  $Z$  de la perte d'énergie. Dans un milieu constitué d'atomes de numéro atomique  $Z$ , la perte d'énergie d'un noyau ayant  $Z_{proj}$  protons et  $A$  nucléons, et une énergie  $E$ , par collisions avec les électrons des atomes du milieu traversé, suit la formule de Bethe-Bloch.

En développant cette expression au premier ordre, on trouve une dépendance de la forme  $\Delta E \propto AZ_{proj}^2/E$ ; les matrices de corrélation entre  $E$  et  $\Delta E$  permettent de retrouver le  $Z$  du noyau incident.

Les seuils du premier étage doivent être bas, pour que tous les noyaux, même lourds et de basse énergie, puissent le traverser et être identifiés en  $Z$ , ce qui nous a conduits à utiliser une chambre à ionisation, détecteur présentant une faible épaisseur équivalente de matière. La figure 2.9 présente le schéma des télescopes utilisés pour la constitution des creux de blocage.

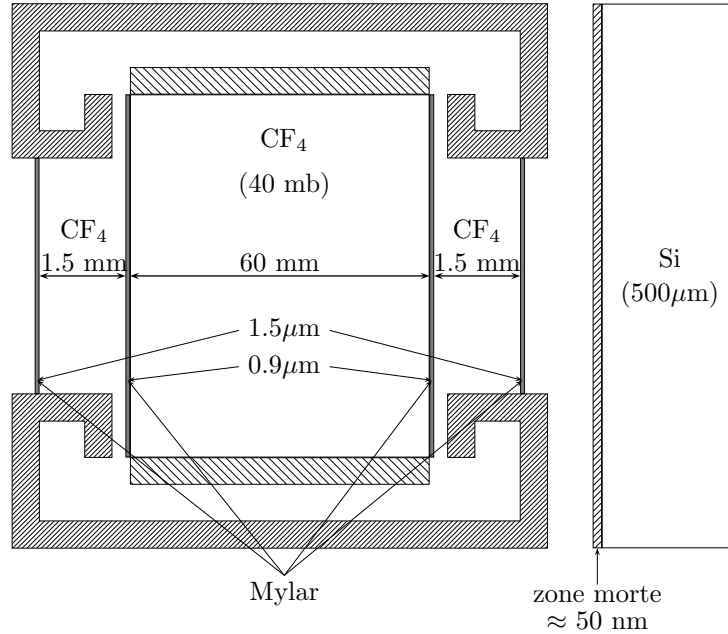


FIGURE 2.9 – Schéma des télescopes de blocage.

Des chambres à ionisation à champ transverse (appelées BIC, Blocking Ionization Chambers) ont été conçues pour cette expérience au service des détecteurs de Saclay par Claude Mazur. La zone active de ces chambres est longue d'environ 60 mm, et est entourée par un film de mylar de 1  $\mu\text{m}$  supportant les électrodes de linéarisation du champ, qui imposent des équipotentielles parallèles aux électrodes sur la hauteur de la chambre, et sur tout son périmètre (figure 2.10). Elle est placée dans un boîtier en aluminium, dont les fenêtres d'entrée et de sortie sont un film de mylar de 1.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. La figure 2.10 représente les différentes parties et leurs dimensions.

Une différence de tension de 600 V est appliquée entre les deux électrodes constituant le haut (anode, à la masse) et le bas (cathode) de la zone active, générant ainsi un champ électrique entre ces plaques. Lorsqu'un ion traverse la zone active, il ionise les atomes du gaz. Les électrons ainsi libérés migrent vers l'anode, où le signal est prélevé, donnant une information sur la perte d'énergie de l'ion incident dans le gaz et donc sur son numéro atomique.

Une grille de Frisch est placée entre les électrodes, proche de l'anode et portée à un potentiel intermédiaire ( $\approx 100$  V). En l'absence de grille, le déplacement des charges séparées lors de l'ionisation provoque immédiatement la montée d'un signal. La grille de Frisch joue le rôle d'un écran électrostatique, et le signal n'est induit sur l'anode qu'à partir du moment où les électrons ont franchi la grille – par ailleurs, aucun signal n'est induit par les ions. Ainsi, l'amplitude du signal mesuré à l'anode n'est pas dépendante de la position de l'ionisation.

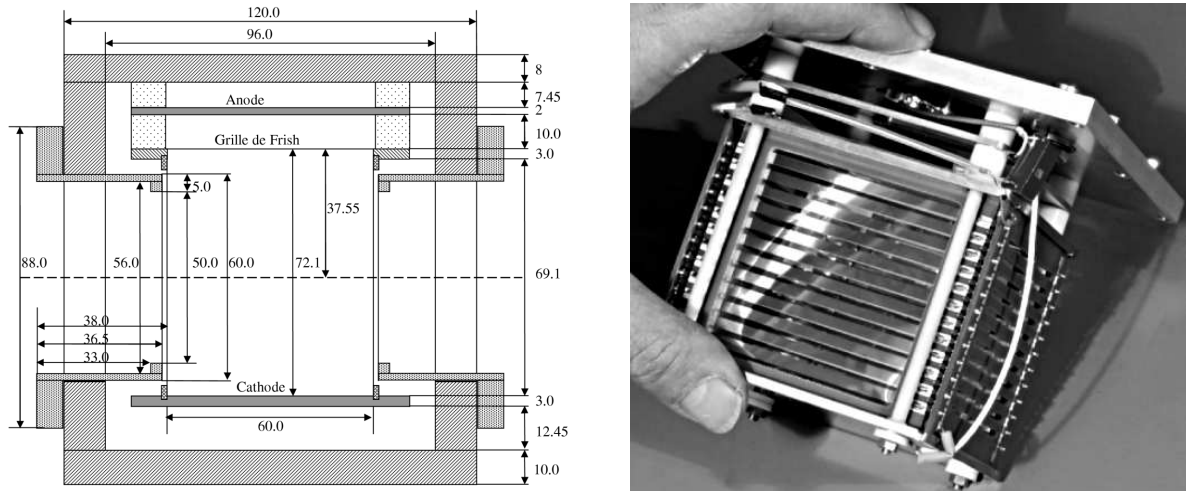


FIGURE 2.10 – Schémas et photographie des BIC. (a) BIC complète (dimensions en millimètres); (b) Photographie de l'intérieur d'une BIC.

Le deuxième étage de ces télescopes permettant la mesure de la direction d'émission du fragment détecté est un détecteur silicium résistif de  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  (SiB, pour Silicium de Blocage); celui-ci permet de mesurer simultanément l'énergie et la position de l'impact de chaque noyau. La résolution en position de ces détecteurs, mesurée au cours de tests préliminaires, est d'environ  $350\text{ }\mu\text{m}$ . Pour obtenir une résolution angulaire de  $0.02^\circ$ , ce détecteur doit donc être placé à environ 1 m de la cible. A cette distance, comme l'angle critique vaut  $\psi_c \approx 0.123^\circ$  [61] le rayon de l'impact du faisceau sur la cible doit être inférieur à  $\approx 1\text{ mm}$ .

Le tableau 2.1 résume les positions des trois télescopes de blocage exprimées dans le système de coordonnées utilisées pour la numérotation des différents modules du détecteur Indra, et noté  $\mathcal{R}_I$  par la suite (figure 2.13).

Compte-tenu des temps de montée du signal imposé par la couche résistive – de surcroît variable selon la position – le temps de mise en forme du signal à utiliser pour ces détecteurs est long (de 3 à  $6\text{ }\mu\text{s}$ , voir la section 3.2.1). Ils n'ont donc pu être utilisés pour le déclenchement de l'acquisition, qui a finalement été effectuée par les chambres à ionisation.

Or, compte tenu de ce qui vient d'être dit pour les grilles de Frisch, l'instant d'apparition du signal sur l'anode dépend de la distance de migration des électrons, c'est à dire de la position transverse de la particule ( $y$ ). Afin de minimiser les écarts en temps entre les événements traversant la chambre à différentes positions, nous avons choisi d'utiliser du  $\text{CF}_4$ , gaz dans lequel la vitesse de dérive des électrons est beaucoup plus importante que dans le  $\text{C}_3\text{F}_8$  utilisé dans les chambres à ionisation d'Indra ( A une pression de 30 torr, de l'ordre de  $20\text{ cm}/\mu\text{s}$  pour le  $\text{CF}_4$  contre  $5\text{ cm}/\mu\text{s}$  pour le  $\text{C}_3\text{F}_8$  [68]). Ce choix a eu pour conséquence la mise en place d'une deuxième usine à gaz. La pression a été optimisée pour que le seuil d'identification en numéro atomique de la chambre soit minimal tout en assurant une perte d'énergie suffisante dans la chambre pour permettre une bonne identification.

La figure 2.11 présente les seuils en identification imposés par la traversée de la chambre d'ionisation, calculés pour différentes pressions (30, 40 et 60 mbar) de  $\text{CF}_4$  dans la chambre, et tracés en fonction du numéro atomique du fragment détecté. Ces seuils d'identification sont comparés à l'énergie calculée pour des fragments provenant d'une réaction de fusion-fission d'un noyau  $Z=120$   $A=296$  et émis aux angles arrière dans le référentiel du centre de masse et détectés à

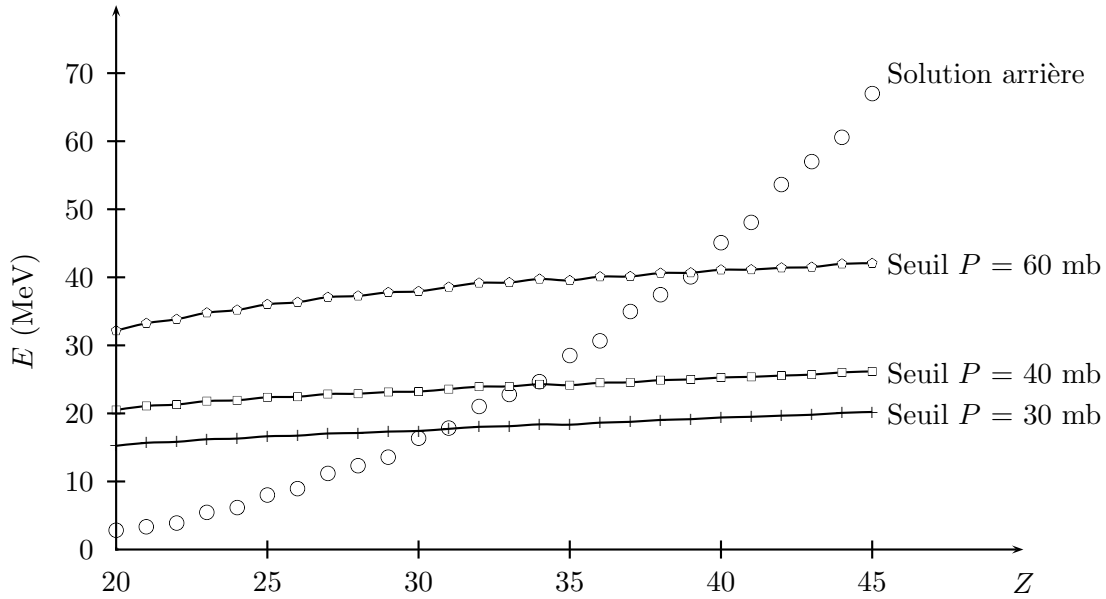


FIGURE 2.11 – Comparaison de l'énergie d'un fragment de fission après fusion complète émis vers l'arrière avec les seuils d'identification dus à la traversée de la chambre à ionisation calculés pour une pression de  $\text{CF}_4$  de 30, 40 et 60 mb, et tracés en fonction du numéro atomique du fragment détecté. L'énergie des fragments de fission est calculée avec la systématique de Viola [69] ; les seuils tiennent compte de la perte d'énergie dans la cible de Ni de  $2 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

$20^\circ$  dans le laboratoire et dont l'énergie cinétique a été calculée par la systématique de Viola [69]. Le seuil en énergie est calculé en tenant compte de la perte d'énergie dans 6 cm de  $\text{CF}_4$ , ainsi que dans les fenêtres de mylar de la chambre ( $1.5+1 \mu\text{m}$  pour chaque fenêtre). L'énergie des fragments émis vers l'avant dans le centre de masse est bien au dessus des seuils des chambres, mais les fragments émis vers l'arrière sont arrêtés dans la chambre pour  $Z < 32$  à une pression de 30 mb,  $Z < 35$  à 40 mb et  $Z < 40$  à 60 mb. Nous avons choisi d'utiliser une pression de 40 mb, un compromis entre l'amplitude du signal (croissant avec la pression) et le seuil en  $Z$ .

Des détails supplémentaires concernant ces deux détecteurs se trouvent dans les sections 3.3.6 et 3.2.1 du chapitre suivant. L'effet des différentes zones mortes de ces télescopes sur les calibrations, notamment l'effet du bombage des fenêtres des chambres à ionisation dû la différence de pression, sont détaillés dans la section 3.3.5.1.

Comme le nombre d'événements de fission attendus sur un angle solide aussi petit ( $\approx 2.5 \text{ msr}$  à  $20^\circ$ ) est très faible, nous avons placé un deuxième télescope à  $20^\circ$  afin de pouvoir mesurer les effets de blocage dans la direction d'un deuxième axe, et ainsi doubler la statistique. Avec un tel dispositif l'angle entre les deux axes utilisés simultanément pour les mesures de blocage ne peut excéder  $40^\circ$ , correspondant à l'angle maximum entre ces deux télescopes lorsqu'on les positionne dans le même plan que le faisceau ; cependant, l'angle entre  $\langle 110 \rangle$ , l'axe le plus dense, et les axes équivalents  $\langle 101 \rangle$  et  $\langle 011 \rangle$  est de  $60^\circ$  : ils ne sont pas accessibles. Le deuxième choix est le deuxième axe le plus dense,  $\langle 100 \rangle$ , mais l'angle à  $\langle 110 \rangle$  est alors de  $45^\circ$ , également inaccessible. Nous avons donc choisi d'utiliser l'axe  $\langle 111 \rangle$ , orienté à  $35^\circ$  de  $\langle 110 \rangle$ .

Finalement, un des mouvements du goniomètre n'a pas fonctionné durant l'expérience, il a

donc été impossible d'utiliser conjointement ces deux axes. Comme lorsque  $\langle 110 \rangle$  était orienté vers le premier télescope à  $20^\circ$  aucun axe principal n'était orientée vers le deuxième télescope, nous avons pu mesurer sur ce dernier la distribution angulaire des fragments équivalente à celle que l'on aurait obtenu avec une cible amorphe. Cette distribution a servi à séparer le creux de blocage obtenu pour l'axe  $\langle 110 \rangle$  de la distribution angulaire propre à la réaction sélectionnée – comme nous le verrons par la suite, cette correction est nécessaire pour déterminer correctement la forme du creux de blocage. Dans des conditions normales de fonctionnement du goniomètre nous aurions mesuré cette distribution angulaire en désorientant la cible. Ainsi, aucun temps de mesure n'a été perdu malgré le blocage de ce mouvement.

Nous avons utilisé un troisième télescope afin de suivre l'endommagement de la zone du cristal bombardée au cours du temps. Le  $\chi_{min}$  étant minimal pour des fragments issus d'événements très rapides, ce télescope a été placé sous l'angle d'effleurement (à  $14^\circ$ ) de l'uranium élastique, à  $11^\circ$ , de manière à ce que la quasi-totalité des fragments détectés soient des projectiles élastiques. L'axe  $\langle 110 \rangle$  a été régulièrement orienté vers ce télescope au cours de l'expérience ; lorsque le  $\chi_{min}$  du creux de blocage de l'uranium élastique augmentait de façon significative par rapport aux incertitudes statistiques, signant un endommagement de la cible trop important, la cible était translatée afin d'utiliser un nouveau point d'impact. Un cache amovible a été prévu pour protéger le détecteur silicium du télescope à  $11^\circ$  d'une trop grande irradiation lorsqu'il n'était pas utilisé, la résolution en position de ces détecteurs étant très sensible à l'endommagement du cristal de Si dont ils sont constitués.

TABLEAU 2.1 – Position du centre des télescopes de blocage exprimée dans le système de coordonnées  $\mathcal{R}_I$  utilisées pour la numérotation des différents modules du détecteur Indra (figure 2.13).

Objet	distance (mm)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\phi$ ( $^\circ$ )
T1 (élastique) – 12h	1224.0	11.44	0.00
T2 ( $\langle 110 \rangle$ ) – 13h	1003.6	19.91	29.98
T3 ( $\langle 111 \rangle$ ) – 9h	1003.3	19.93	89.91



### 2.3.2 Indra

Indra [70] est un multidétecteur couvrant 90%<sup>1</sup> de  $4\pi$ , dédié à l'étude des collisions d'ions lourds. Placé dans une enceinte sous vide, il est constitué d'un grand nombre de détecteurs, répartis en 17 couronnes (suivant l'angle à l'axe optique,  $\theta$ . Voir la figure 2.13), elles même divisées en un certain nombre de modules (suivant l'angle de révolution autour de l'axe optique,  $\phi$ ) – jusqu'à 24 – lui conférant une bonne granularité.

Les couronnes entre 3° et 45° sont composées de télescopes à trois étages : une chambre à ionisation (ChIo), un silicium (Si) et un scintillateur CsI(Tl) (CsI). Cette configuration offre une grande dynamique en énergie : les fragments lents peuvent être identifiés par la mesure de  $(\Delta E_{ChIo}, E_{Si})$  et les fragments rapides par la mesure de  $(\Delta E_{Si}, E_{CsI})$ , ainsi que par la corrélation entre la composante lente et la composante rapide de la réponse des scintillateurs CsI. L'utilisation d'un premier étage de détection gazeux permet d'obtenir des seuils bas pour les fragments lourds, de l'ordre de 1 MeV/A. Les couronnes arrière (de 45° à 176°) sont quant à elles composées de deux étages uniquement, ChIo et CsI, car la capacité d'identification en  $Z$  des fragments lourds n'est pas utile sur cette partie du dispositif : moins de 5% des fragments de fission d'un système composite  $^{296}120$ , objets de cette expérience, sont attendus au dessus de 45° comme en témoigne la distribution angulaire de la figure 2.12.

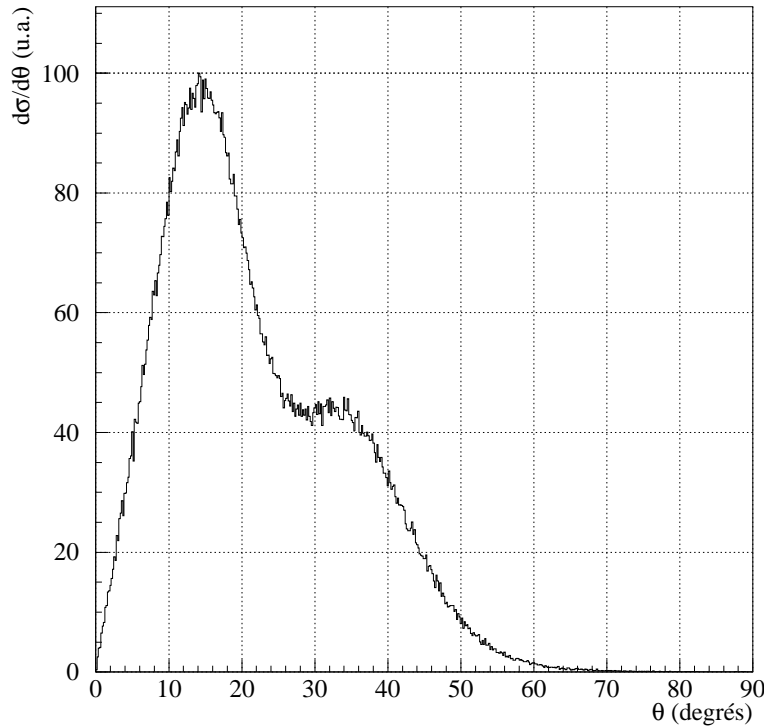


FIGURE 2.12 – Section efficace différentielle  $d\sigma/d\theta$  des fragments de fission d'un noyau  $^{296}120$  dans les conditions de l'expérience et avec une énergie cinétique totale à la fission prise à la systématique de Viola [69]. Cette figure a été réalisée à partir des simulations présentées dans la section 4.3.3.2. Les événements à  $\theta > 45^\circ$  représentent 4.2% d'un total de  $5.10^5$  événements.

La couronne la plus avant d'Indra, qui n'a pas été utilisée dans cette expérience, est composée de détecteurs silicium et de CsI.

<sup>1</sup>Les 10% manquants sont les passages du faisceau, à l'avant et à l'arrière, ainsi que les supports des modules.

La structure initiale d'Indra est détaillée dans le tableau 2.2, et illustrée par la figure 2.14. Pour les besoins de l'expérience, plusieurs modifications importantes ont dû lui être apportées :

**1)** Le flux d'événements élastiques attendu sous l'angle d'effleurement du projectile ( $\approx 14^\circ$ ) aurait endommagé les détecteurs Si des couronnes 2-3 et 4-5 ( $3$  à  $14^\circ$ ), qui ont donc été retirés. Les ChIo des couronnes 2-3 ( $3^\circ$  à  $7^\circ$ ) ont également été retirées pour ne pas saturer l'électronique par un taux de comptage trop important. Les CsI de ces couronnes ont été protégés par des feuilles d'aluminium de  $75\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, afin d'arrêter les ions lourds (en particulier la diffusion élastique du projectile) tout en permettant la détection des particules légères chargées. Comme nous n'attendions pas de fragments lourds à plus de  $90^\circ$  du faisceau, les ChIo des couronnes arrière (13-17, de  $90$  à  $176^\circ$ ) ont été retirées.

La protection des CsI des couronnes avant, et non leur retrait, a permis de conserver une capacité d'identification des particules chargées pour ces couronnes : l'effet des feuilles d'aluminium est d'arrêter les noyaux lourds et de relever les seuils pour les particules (pour les protons, le seuil est de  $2.86\ \text{MeV}$  ; pour les  $\alpha$ , il est de  $11.2\ \text{MeV}$ ).

**2)** L'ajout des télescopes de blocage nous a obligés à retirer plusieurs blocs de détecteurs d'Indra :

- à  $11^\circ$  : modules 23 et 24 des couronnes 4 et 5 ;
- à  $20^\circ$ , axe  $\langle 110 \rangle$  : modules 1 et 2 des couronnes 6 et 7 ;
- à  $20^\circ$ , axe  $\langle 111 \rangle$  : modules 17 et 18 des couronnes 6 et 7.

ce qui nous a conduit, compte tenu des importantes modifications à faire sur les chambres d'ionisation, à refaire des couronnes 4 et 5 spécifiques à cette expérience.

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques géométriques d’Indra. Les angles sont en degrés, les angles solides en msr et les distances en mm.  $e$  est l’épaisseur du détecteur ;  $d$  est la distance à la cible ;  $\Delta\Omega$  est l’angle solide couvert par le détecteur.

(a) Chambres à ionisation

Couronnes	# modules	$\theta_{min}$	$\theta_{max}$	$\Delta\phi$	$\phi_0$	$\Delta\Omega$	$d$	# CsI
2-3	12	3.13	6.98	28.84	30.00	2.98	655	3
4-5	12	7.21	13.83	29.10	30.00	10.71	385	4
6-7	12	14.21	26.74	29.28	30.00	39.01	250	4
8-9	12	27.84	44.67	29.03	30.00	87.70	120	4
10-11	12	45.23	69.69	29.33	30.00	182.83	120	4
12	12	70.25	87.60	29.44	30.00	152.11	120	2
13	8	92.40	109.76	44.44	45.00	229.74	120	3
14-15	8	110.31	141.80	44.26	45.00	338.93	120	4
16-17	8	142.38	174.77	41.54	45.00	147.73	120	2

(b) Siliciums et CsI

Couronnes	# modules	CsI						Si
		$\theta_{min}$	$\theta_{max}$	$\Delta\phi$	$\phi_0$	$\Delta\Omega$	$e$	$e$
2	12	3.06	4.46	27.51	30.00	0.77	138	0.30
3	24	4.48	6.96	14.15	22.50	1.06	138	0.30
4	24	7.16	9.95	14.01	22.50	1.77	138	0.30
5	24	9.99	13.72	14.29	22.50	3.33	138	0.30
6	24	14.23	19.93	14.29	22.50	7.28	97	0.30
7	24	19.98	26.61	14.48	22.50	11.55	97	0.30
8	24	27.62	34.87	14.18	22.50	16.20	90	0.30
9	24	34.96	44.61	14.32	22.50	26.90	90	0.30
10	24	45.25	56.90	14.44	22.50	39.78	76	
11	24	56.99	69.69	14.52	22.50	50.08	76	
12	24	70.28	88.59	14.56	22.50	79.49	48	
13	24	91.72	109.65	14.64	30.00	78.23	60	
14	16	110.44	126.03	22.08	33.75	92.10	50	
15	16	126.12	141.69	21.98	33.75	74.88	50	
16	8	142.50	157.08	43.65	45.00	97.28	50	
17	8	157.17	175.70	39.99	45.00	52.71	50	

(c) Phoswich NE102 - NE115

Couronnes	# modules	$\theta_{min}$	$\theta_{max}$	$\Delta\phi$	$\phi_0$	$\Delta\Omega$	$e$ NE102	$e$ NE115	$d$
1	12	2.00	3.00	30.00	30.00	0.37	0.50	250	1300

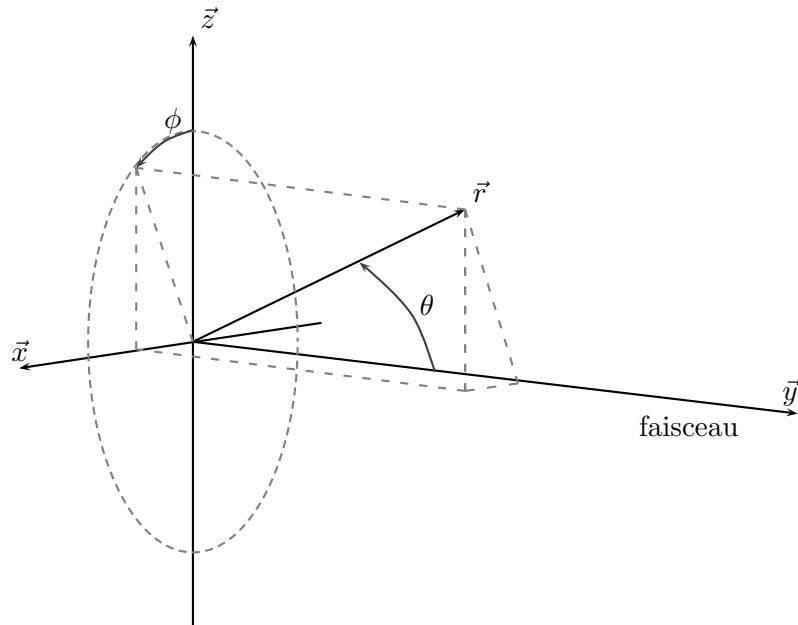


FIGURE 2.13 – Système de coordonnées utilisé dans la numérotation des modules d'Indra, noté  $\mathcal{R}_I$  par la suite.

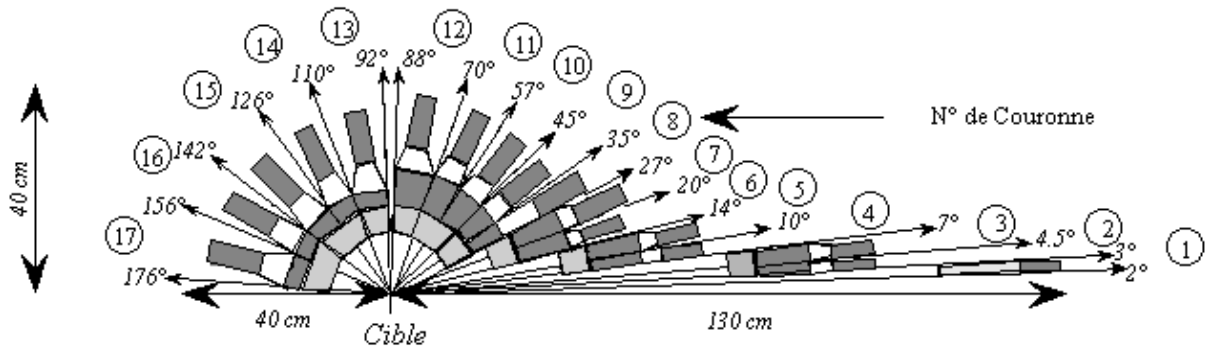


FIGURE 2.14 – Vue en coupe schématique des 17 couronnes d'Indra. Pour l'expérience E416, les couronnes ont été déplacées de 4 mm vers l'aval du faisceau (couronnes 1-12) et de 6 mm vers l'amont (couronnes 13-17) afin de pouvoir mettre en place le goniomètre porte-cible.

### 2.3.3 Goniomètre

L'orientation simultanée de deux axes de la cible a imposé l'utilisation d'un goniomètre à trois mouvements de rotation :

- rotation de la cible sur elle même (“tourne”),
- rotation autour de l'axe vertical (“pivote”), et
- rotation autour de l'axe horizontal (“bascule”).

Celui-ci devait également permettre le déplacement de la cible horizontalement et verticalement, afin de pouvoir changer la position de l'impact du faisceau en fonction de l'endommagement de la zone irradiée. Afin de limiter par ailleurs les entrées dans la salle d'expérience, ce goniomètre était motorisé et télécommandé depuis la salle d'acquisition.

De fortes contraintes ont joué sur sa conception. L'espace de passage réservé au porte-cible d'Indra étant réduit, il a fallu d'une part concevoir un goniomètre très compact et d'autre part décaler les couronnes arrière du multidétecteur pour lui ménager quelques millimètres supplémentaires. Par ailleurs, le porte-cible habituel d'Indra est polarisé pour éviter l'émission de gerbes d'électrons lors de l'impact du faisceau sur la cible, ce qui dégraderait la résolution en  $Z$  des chambres. Il a fallu tenir compte de cette contrainte pour le goniomètre, par un soin particulier apporté à l'isolation de ses différents composants et contrôles.

Comme nous voulions pouvoir changer de cristal sans avoir à rompre le vide d'Indra, qui est une opération coûteuse en temps, un sas supportant le goniomètre a été ajouté. Sa mise en fonction a demandé le perçage partiel de la dalle de béton supportant Indra, ainsi que la modification des positions relatives du point-cible et des différentes couronnes (6 mm vers l'amont du faisceau pour les couronnes  $\geq 13$  et 4 mm vers l'aval pour les couronnes  $\leq 12$ ; voir la figure 2.14.)

Finalement, afin de pouvoir établir le profil du faisceau, ce goniomètre a été équipé de deux fils de cuivre de 0.8 mm de diamètre, un horizontal et un vertical. La variation du comptage dans Indra en fonction de la position relative d'un fil et du faisceau permet d'établir un profil du faisceau à deux dimensions permettant en déplaçant le goniomètre pas à pas dans les deux dimensions de connaître la position du faisceau dans le plan de la cible et de contrôler la taille du point d'impact sur la cible. Il est alors possible d'optimiser la surface utile de la cible en maximisant le nombre d'impacts utilisables sans recouvrement avec les points antérieurs.

Afin de pouvoir orienter finement les axes vers les télescopes, les spécifications initiales pour les mouvements de rotation étaient :

- un pas de  $0.02^\circ$
- une reproductibilité minimale de  $0.01^\circ$
- une stabilité meilleure que  $0.01^\circ$

La conception et la réalisation du goniomètre ont été prises en charge par Robert Kirsch de l'IPNL.

L'ombre du goniomètre a été estimée par D. Dauvergne (IPN de Lyon) afin d'en étudier l'effet sur la capacité de détection d'Indra. Elle est représentée sur la figure 2.16; en comparant les limites de cette ombre à la distribution angulaire des fragments de fission d'un système composite  $^{296}120$  de la figure 2.12, on constate que l'ombre n'a pas d'effet sur la détection de ceux-ci (limitée expérimentalement à  $45^\circ$ ). Cependant, elle couvre une portion importante des couronnes au delà de  $45^\circ$ , et limite fortement l'angle solide disponible pour la détection de fragments légers (particules légères chargées (PLC) et fragments de masses intermédiaires (IMF)).

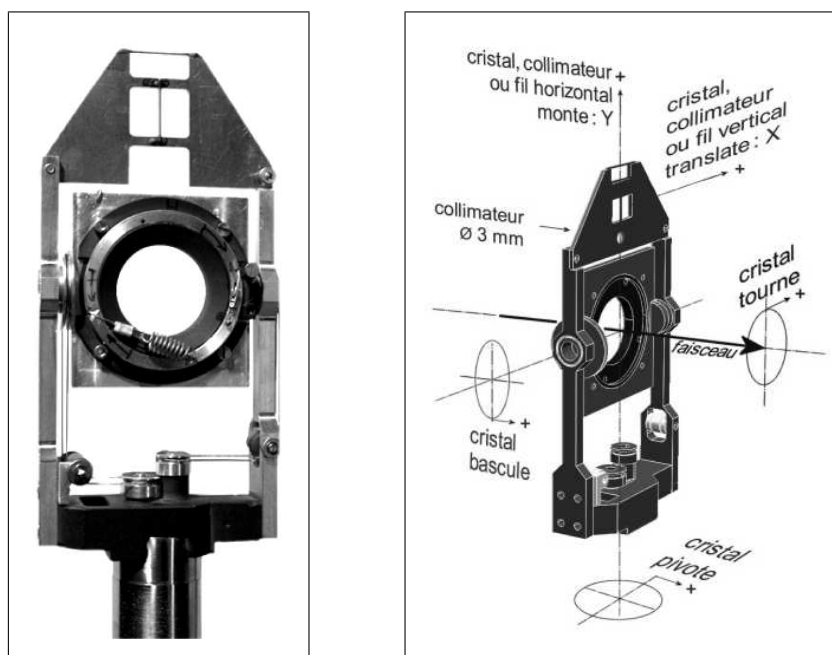
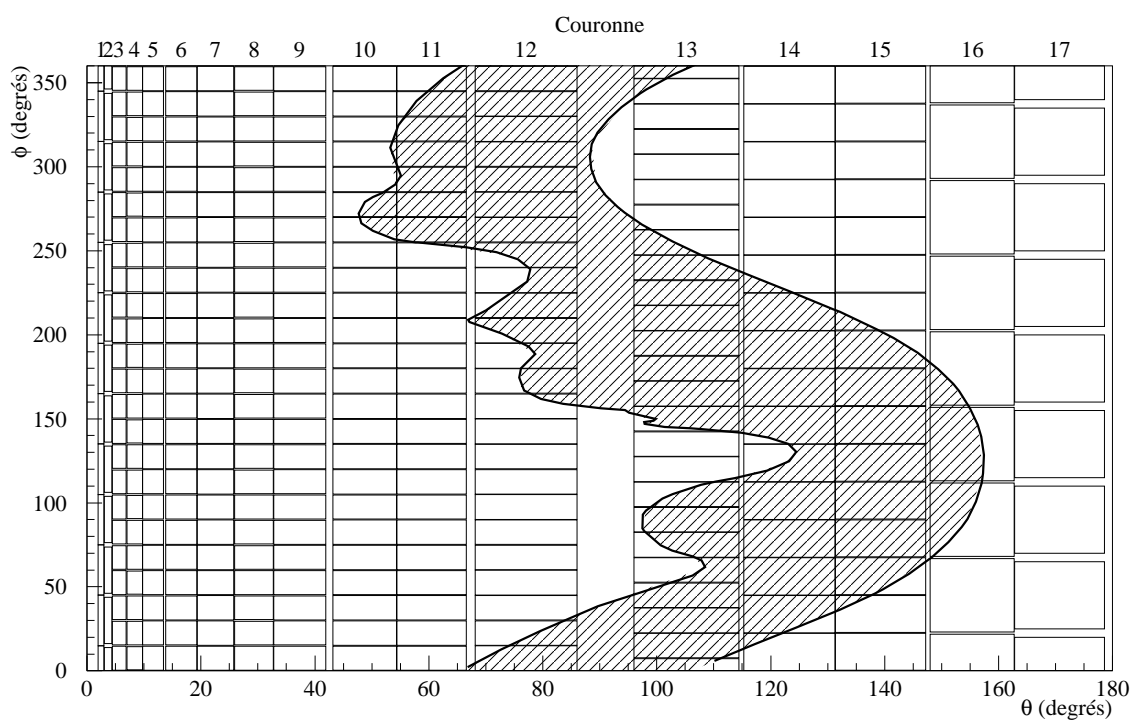


FIGURE 2.15 – Le goniomètre trois mouvements utilisé comme porte-cible.

FIGURE 2.16 – Les deux courbes épaisses représentent dans le plan  $(\theta, \phi)$  les limites de l'ombre du goniomètre porte-cible depuis le centre de la cible lorsque celui-ci est orienté vers le télescope 2 (région hachurée). Les limites des couronnes d'Indra, tenant compte des décalages donnés dans le texte, sont également représentées pour référence.



## Chapitre 3

### Calibration et corrections

#### 3.1 Introduction

Dans la section précédente, nous avons décrit le dispositif expérimental utilisé, justifié d'une part par la méthode choisie, et d'autre part par un certain nombre de contraintes. Le but de ce dispositif est d'accéder à des informations concernant les mécanismes mis en jeu, afin d'isoler grâce à une information sur les temps de réaction, les événements de fusion complète (ou incomplète) suivie de fission.

Les télescopes d'Indra et les télescopes de blocage sont similaires : une chambre d'ionisation et un silicium (résistif pour la localisation dans le cas des télescopes de blocage), avec un détecteur supplémentaire pour Indra, les CsI. La calibration du dispositif a été répartie entre Saclay pour Indra, Orsay pour les télescopes de blocage, et GANIL pour les CsI. Nous ne traiterons ici que la calibration des télescopes de blocage dont je me suis chargé – la plupart des méthodes décrites ici pour les télescopes ont également été appliquées pour Indra.

Les télescopes de blocage permettent l'obtention de plusieurs grandeurs, qui sont :

- la direction d'émission dans le laboratoire ;
- le numéro atomique et
- l'énergie de l'ion détecté.

La direction d'émission dans le laboratoire, qui permet entre autre de constituer les creux de blocage, est mesurée par le détecteur silicium seul. Les sections suivantes détaillent tout d'abord l'obtention de la direction d'émission, puis la constitution des creux de blocage.

Pour connaître le numéro atomique de l'ion détecté, il est nécessaire de connaître les calibrations en énergie des deux détecteurs du télescope : l'identification est effectuée en comparant la position de l'événement dans le plan  $(\Delta E, E_{res})$  à "lignes de  $Z$ " dont la forme est calculée a priori à partir des calibrations en énergie des détecteurs. Le calcul de l'énergie nécessite quant à lui la connaissance a priori du numéro atomique et de la masse puisque comme on va le voir par la suite, le défaut d'amplitude observé pour les ions lourds dans les détecteurs siliciums dépend du  $Z$  – et de l'énergie de ces ions.



## 3.2 Obtention de l'angle d'émission

### 3.2.1 Principe de la mesure de position

Les angles d'émission des ions sont obtenus par la position de leur point d'impact sur les SiB. Ces détecteurs sont constitués d'un monocristal de silicium dopé  $n$  de  $500\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, carré et de côté  $L = 50\ \text{mm}$ . La zone sensible est dopée  $p$  par implantation de bore et est donc résistive. Le cristal est polarisé par une tension de  $+100\ \text{V}$  appliquée sur la face arrière (non résistive), et est donc déplété. La figure 3.1 donne un aperçu de la configuration de la face sensible. La zone active, de résistance de surface  $R_s$ , est entourée d'une bande de plus faible résistance ( $\rho \approx R_s/10$ ) permettant d'obtenir une meilleure linéarité de la réponse en position [71].

Le passage d'un ion produit par ionisations la création de paires particule-trou, dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée. Le champ électrique sépare ces paires, le même nombre de porteurs migrant vers chacune des faces. Les électrons migrent vers la face arrière, où est prélevé le signal énergie.

La charge produite sur la face avant résistive est collectée aux quatre coins grâce à quatre électrodes, chacune reliée à un préamplificateur de charge. Etant donné le caractère résistif de cette face, la charge  $P_i$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) mesurée à chacune des électrodes dépend de la position  $(x, y)$  (relative au centre du détecteur) de l'ionisation initiale.

Dans la littérature, on considère que si  $\rho$  est petit devant  $R_s$  la charge  $P_i$  recueillie au point  $i$  est inversement proportionnelle à la distance entre le point d'impact de l'ion et le coin  $i$ . La position de l'impact relativement au centre du détecteur peut alors être calculée par [72] :

$$\begin{aligned} x &= (-P_1 - P_2 + P_3 + P_4)/(P_1 + P_2 + P_3 + P_4) \\ y &= (-P_1 + P_2 + P_3 - P_4)/(P_1 + P_2 + P_3 + P_4) \end{aligned} \quad (3.1)$$

la somme des voies "position",  $P_1 + P_2 + P_3 + P_4$  étant une mesure imparfaite (notamment à basse énergie) de l'énergie, comme l'illustre la figure 3.2.

Un problème se pose lorsque l'on utilise un temps de mise en forme du signal fixe. La surface résistive crée pour la collection un circuit RC variable suivant la position de l'impact. Le temps de montée des signaux dépend donc très fortement de cette position. Considérer un temps d'intégration fixe trop court revient donc à éliminer une portion du signal. Comme la fraction de signal éliminée diffère pour chaque électrode, l'image reconstruite est déformée, et de ce point de vue, les expressions 3.1 ne sont exactes qu'au centre du détecteur car les courants aux quatre électrodes sont alors identiques.

Un temps de collection long pour les voies position est donc nécessaire pour induire le moins de déformations possible. Cependant, la résolution en position est meilleure avec des temps courts : un compromis entre résolution et linéarité est donc nécessaire. Lors de l'expérience, nous avons utilisé des temps de montée de  $1\ \mu\text{s}$  pour les positions et de  $6\ \mu\text{s}$  pour l'énergie, déterminés par des tests préalables.

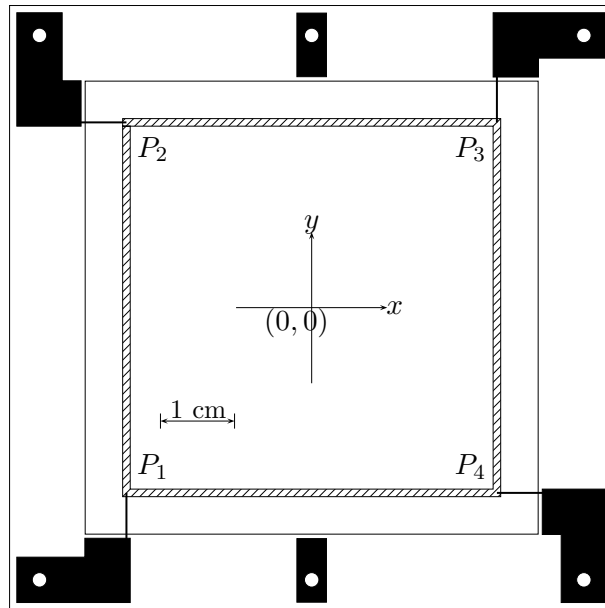


FIGURE 3.1 – Dessin de principe des siliciums résistifs de blocage. La zone active est au centre, et est entourée par une bande de plus basse résistivité (hachurée).

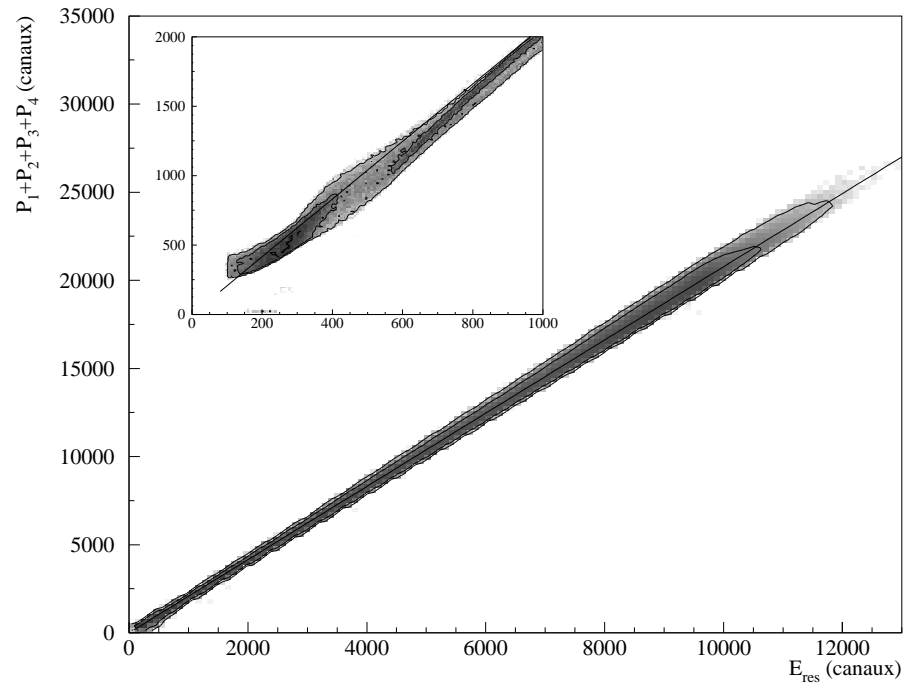


FIGURE 3.2 – Corrélation entre la somme des voies “position” (en ordonnées) et la voie “énergie” (en abscisses) des SiB. La droite en pointillés représente l’ajustement d’une fonction linéaire sur cette corrélation. L’encart, correspondant à un zoom sur le coin inférieur gauche de l’image, permet de mettre en évidence les défauts de linéarité à basse énergie de la réponse en position.

### 3.2.2 Calibration de la position et corrections de linéarité

Afin de retrouver la position de l'impact à partir de la relation 3.1, il a fallu pour chacun des détecteurs équilibrer les quatre voies "position" entre elles pour compenser les différences entre les chaînes d'électronique propres à chaque voie, ce que nous avons fait en utilisant une calibration par rampe d'impulsions.

Elle consiste à connaître la réponse de l'électronique à une rampe d'impulsions de durée et de tension connues, appliquée à l'entrée du préamplificateur, et permet pour chaque voie d'estimer le gain, la linéarité ainsi que le canal correspondant à une tension nulle (ce qui est équivalent à une énergie déposée nulle).

Pour les voies associées aux SiB (énergie et position), le signal est codé sur 14 bits, et sur 12 bits pour l'ensemble des autres voies (Indra et BIC). Notons ici que durant l'expérience, la totalité des signaux<sup>1</sup> à été codée sur deux voies de gains différents (dites "grand gain" et "petit gain", avec un rapport de  $\approx 15 : 1$ ), de manière à obtenir une grande dynamique d'identification en  $Z$  ainsi qu'une bonne linéarité de la réponse à basse énergie.

La position de chaque pic en canaux est déterminée par l'ajustement d'une fonction gaussienne à la distribution. Le canal moyen ainsi obtenu est ensuite relié à la tension générateur correspondante.

Une fois les pics associés à leur tension, on estime la réponse de l'électronique en fonction du canal, en ajustant les coefficients d'une fonction polynômiale d'ordre 2 (figure 3.3). La forme de celle-ci a été choisie pour tenir au mieux compte des non-linéarités dans les premiers canaux ( $\leq 1000$ ) et ainsi pouvoir extrapoler correctement la réponse à une énergie déposée nulle – la réponse est sinon très linéaire en milieu de gamme. Les gains étant choisis pour que les événements physiques soient placés en milieu de gamme, où la réponse de la chaîne est la plus linéaire, les non-linéarités proches de la saturation ( $E_{canaux} \geq 15000$ ) peuvent être négligées car aucun événement ne peuple cette région. L'écart à la fonction est inférieur à 1% sur le reste de la gamme.

La somme des voies position est une mesure de l'énergie. Ceci permet d'expliquer l'apparition de traînes en position pour les événements à basse énergie ; on relie ces traînes aux non linéarités des premiers canaux des voies positions. Elles sont éliminées par une coupure en énergie au canal 2000 pour T2 ( $\approx 200$  MeV) et au canal 4000 pour T3 ( $\approx 400$  MeV).

Les coefficients obtenus pour les différentes voies position sont donnés dans le tableau 3.1. La conversion du contenu des codeurs en tension permet de compenser les différences de gain et de seuil de l'électronique. On calcule alors la position  $(x, y)$  par l'expression 3.1, dans laquelle les  $P_i$  sont exprimés en unités générateur.

---

<sup>1</sup>à l'exception des voies "position" des détecteurs silicium des télescopes de blocage.

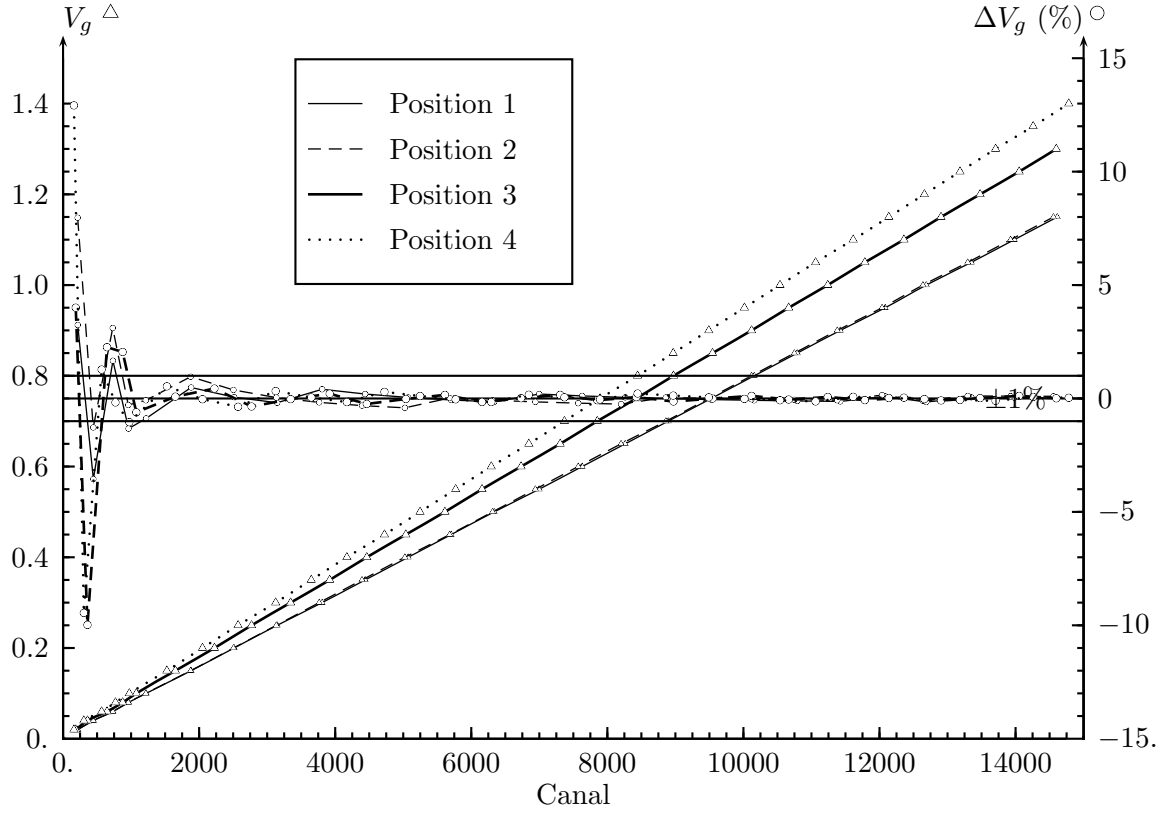


FIGURE 3.3 – Cette figure illustre les non linéarités de gain observées pour les voies position du télescope 2. L'axe de gauche indique la valeur du générateur ( $V_g$ , triangles), et l'axe de droite l'écart  $\Delta V_g$  (ronds, en %) entre  $V_g$  et la valeur calculée à partir des calibrations et de la position du pic en canaux.

TABLEAU 3.1 – Coefficients de calibration obtenus pour les voies positions; la valeur en unités générateur est obtenue à partir de la valeur en canaux par  $a_0 + a_1 P_i + a_2 P_i^2$ .

Télescope	Pos°	$a_0$ ( $10^{-3}$ )	$a_1$ ( $10^{-5}$ )	$a_2$ ( $10^{-11}$ )
T1	$P_1$	4.346	10.78	4.168
	$P_2$	2.632	8.503	2.158
	$P_3$	6.943	8.587	9.030
	$P_4$	2.195	10.30	2.910
T2	$P_1$	3.841	7.796	3.289
	$P_2$	4.821	7.810	4.353
	$P_3$	4.329	8.825	3.405
	$P_4$	7.587	9.378	2.915
T3	$P_1$	6.066	8.884	3.007
	$P_2$	5.431	10.55	5.017
	$P_3$	5.022	8.718	2.775
	$P_4$	9.056	10.11	3.035

La position obtenue par 3.1 est sans dimensions, et varie entre -1 et 1 ; pour obtenir la position absolue du point d'impact, et donc la direction d'émission, nous devons disposer d'une référence de dimensions connues. Par ailleurs, il est nécessaire de compenser les différentes non-linéarités car celles-ci déforment l'image et peuvent donc fausser la forme des creux de blocage et donc l'information en temps.

Ces corrections sont faites à l'aide d'une mire couvrant la surface du détecteur (figure 3.4). Celle-ci est une plaque d'aluminium percée de trous carrés à des positions bien déterminées, selon une disposition asymétrique de manière à pouvoir distinguer  $x$  et  $y$ . Son épaisseur ( $200 \mu\text{m}$ ) a été choisie de manière à absorber l'ensemble des ions ne passant pas par les trous, mais sans toutefois être suffisamment épaisse pour provoquer des effets de bords.

Elle est de plus amovible, de manière à pouvoir être placée périodiquement devant les siliciums et ainsi surveiller l'éventuelle dégradation de la résolution en position due à l'endommagement par irradiation du cristal de silicium, qui se traduirait par "l'élargissement" de l'image des trous.

Les trous ne représentent que 2.5% de la surface du détecteur (couvrant un angle solide de 2.5 msr). La statistique disponible à  $20^\circ$  sur un angle solide aussi réduit est donc bien faible ; pour les deux SiB à cet angle, nous n'avons pas pu déterminer la forme précise des trous, ce qui aurait permis de multiplier les points de contrainte, mais nous avons estimé la position moyenne des événements pour chacun. Nous n'avons pas eu ce problème à  $11^\circ$ , car T1 se trouve sous l'angle d'effleurement de l'uranium élastique ( $\approx 14^\circ$ ), qui a une section efficace beaucoup plus grande que l'ensemble des événements détectés à  $20^\circ$ .

La forme de la correction à appliquer pour corriger l'image a été déterminée par essais et modifications. En partant de la position des trous de l'image déformée, donnée par 3.1, nous devons trouver une fonction permettant de replacer ces trous à leur position réelle. La fonction utilisée pour les trois télescopes est la suivante :

$$\begin{aligned} f_x(x, y) &= p_x(1) + p_x(2)x + p_x(3)y + p_x(4)xy + p_x(5)x^2 + p_x(6)y^2 + p_x(7)x^3 + p_x(8)y^3 \\ f_y(x, y) &= p_y(1) + p_y(2)y + p_y(3)x + p_y(4)xy + p_y(5)y^2 + p_y(6)x^2 + p_y(7)y^3 + p_y(8)x^3 \end{aligned} \quad (3.2)$$

où la position du point sur l'image est  $(x, y)$  et les  $p_x(i)$  et  $p_y(i)$  des coefficients à ajuster pour que :

$$\begin{aligned} f_x(x, y) &= x_m \\ f_y(x, y) &= y_m \end{aligned} \quad (3.3)$$

$(x_m, y_m)$  étant la position sur la mire. Les coefficients que nous avons obtenus sont donnés dans le tableau 3.2.

TABLEAU 3.2 – Coefficients de redressement des images obtenus pour les trois télescopes. La position relative au centre du détecteur  $(x_r, y_r)$  en mm est obtenue à partir de  $(x, y)$  par l'expression 3.2.

Télescope	$i$	$p_x(i)$	$p_y(i)$
T1	1	-1.13931	4.42813
	2	36.3642	37.4822
	3	0.639897	0.742824
	4	-4.56502	-0.131307
	5	0.834738	-11.5706
	6	0.417445	-1.61670
	7	2.51797	3.66962
	8	-3.45478	-3.90843
T2	1	-2.18537	0.964318
	2	43.8616	41.3185
	3	0.551156	1.21114
	4	0.390068	-0.408505
	5	1.48060	-1.57746
	6	4.11777	0.199966
	7	-4.52722	2.37244
	8	2.58781	-0.846401
T3	1	-2.46380	-0.494516
	2	38.2663	40.7897
	3	0.220964	-0.308533
	4	-1.23096	1.33941
	5	5.90636	0.790199
	6	4.83324	2.49732
	7	6.59372	-1.82539
	8	1.16448	3.07544

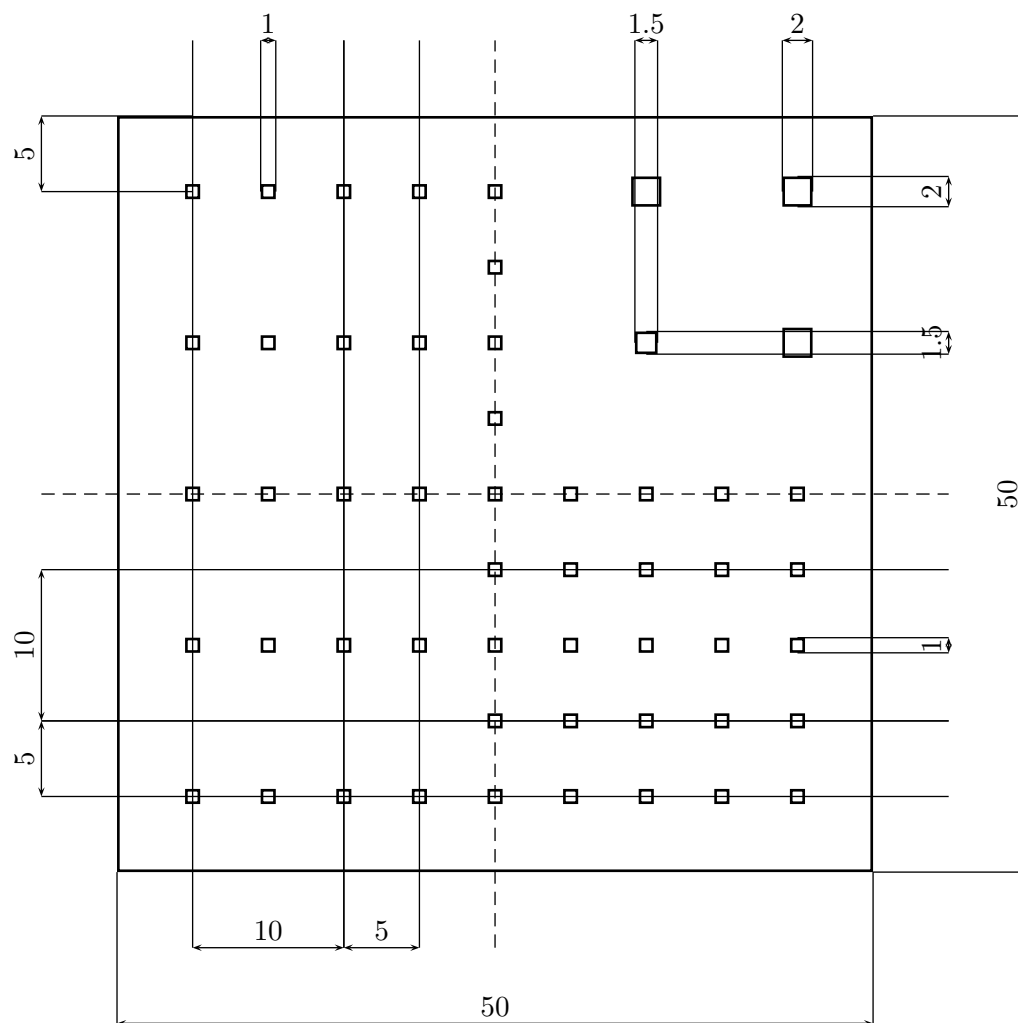


FIGURE 3.4 – La mire utilisée pour le redressement des images (échelle en millimètres).

Les images corrigées par cette procédure sont plus linéaires mais pas parfaites. La figure 3.5 montre l'image redressée pour le télescope 2. Lorsque l'on considère la mire, l'amélioration est nette : l'image est recentrée et plus régulière. Par contre, lorsque l'on regarde l'effet de la correction sans la mire, sur toute la surface du détecteur, les bords de l'image corrigée ne suivent pas tout à fait les limites réelles du SiB, représentée par le cadre noir.

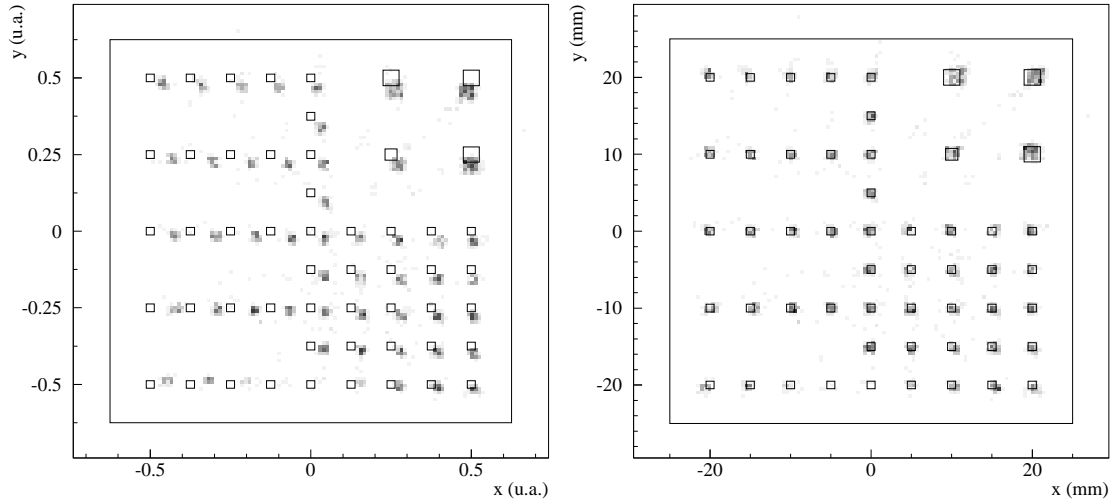
Un creux de blocage expérimental sur le télescope 1 obtenu après calibration et redressement des images est présenté sur la figure 3.6.

Le tableau 3.3 et les figures 3.8 illustrent les non linéarités résiduelles mesurées sur les mires. Sur la zone d'intérêt du télescope 2, vers laquelle l'axe cristallin a été orienté durant l'expérience (approximativement  $x = -15 \rightarrow 2$  mm et  $y = 0 \rightarrow 18$  mm, voir la figure 3.7) , on trouve un décalage moyen entre la mire théorique et la mire expérimentale redressée de 0.23 mm, avec un écart-type à cette valeur de 0.13 mm. Ces valeurs correspondent respectivement à  $\approx 0.1 \psi_c$  et  $0.06 \psi_c$ , et sont donc nettement inférieures à l'angle critique, ce qui assure un minimum de distorsions du creux de blocage.

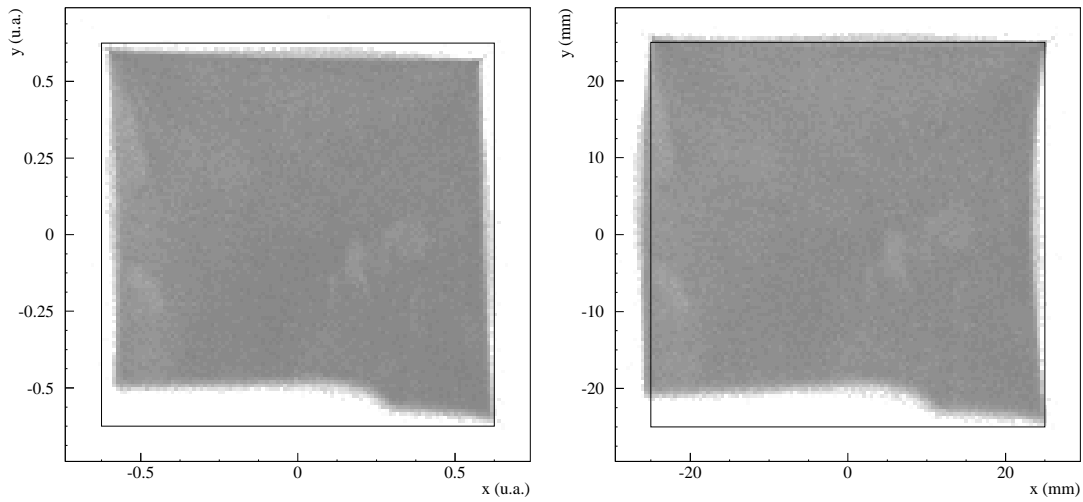
TABLEAU 3.3 – Non-linéarités en position résiduelles pour les trois télescopes, exprimées en mm. Pour chaque grandeur ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ ), on donne la moyenne sur l'ensemble des trous de la mire de l'écart au centre du trou théorique, l'écart-type de cet écart sur l'ensemble des trous ainsi que la valeur maximale de cet écart. La troisième ligne correspond à la région de la surface du télescope 2 vers laquelle est orienté l'axe cristallin (voir texte), et donne directement l'erreur systématique à prendre en compte pour la constitution du creux de blocage.

	$\langle \Delta x \rangle$	$\sigma_{\Delta x}$	$\max(\Delta x)$	$\langle \Delta y \rangle$	$\sigma_{\Delta y}$	$\max(\Delta y)$	$\langle \Delta r \rangle$	$\sigma_{\Delta r}$	$\max(\Delta r)$
T1	0.02	0.20	0.45	-0.04	0.27	0.50	0.31	0.16	0.78
T2	0.04	0.26	0.75	-0.01	0.23	0.48	0.31	0.16	0.79
T2 (axe)	-0.02	0.17	0.20	0.07	0.19	0.33	0.23	0.13	0.49
T3	-0.02	0.31	0.71	-0.11	0.36	0.68	0.42	0.26	1.09





(a) Mire



(b) Pas de mire

FIGURE 3.5 – Effet de la correction des non-linéarités sur T2 :

- a)** sur l'image de la mire, avant (gauche) et après correction (droite). Le cadre représente le bord du détecteur et les carrés plus petits les trous de la mire, pour référence.
- b)** sans mire, sans sélection du type d'événement, avant (gauche) et après correction (droite). Le cadre représente les limites de la zone sensible du détecteur, pour référence. Une petite partie de la surface du détecteur était masquée durant l'expérience, ce qui correspond à la partie vierge en bas de l'image.

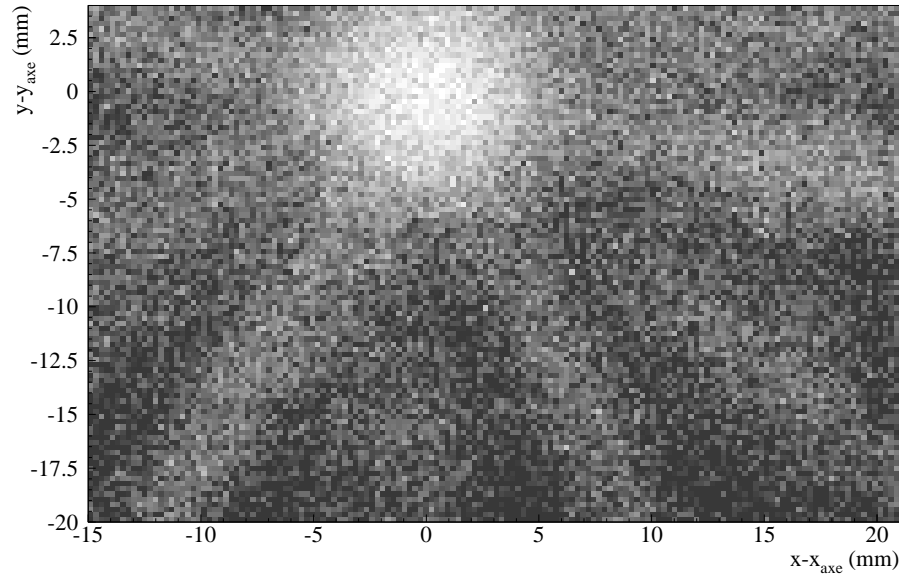


FIGURE 3.6 – Exemple de creux de blocage obtenu sur T1 (projectile élastique,  $11^\circ$ ) en fonction de la distance à l'axe en millimètres.

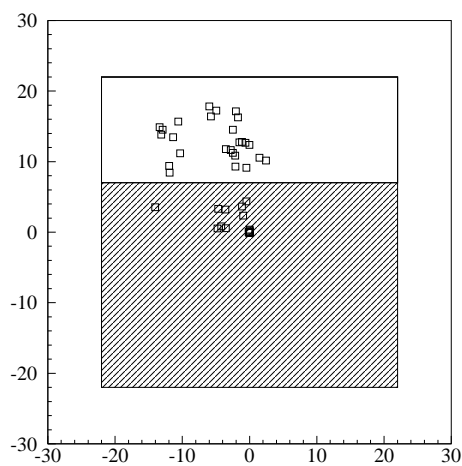


FIGURE 3.7 – Position de l'axe du cristal en  $(x, y)$  pour chaque run (symboles); l'ouverture de T2 en coïncidences correspond à l'ouverture en inclusifs (carré à  $\approx \pm 22$  mm) à laquelle est retirée la zone hachurée, limitée en  $y = 7$  mm.

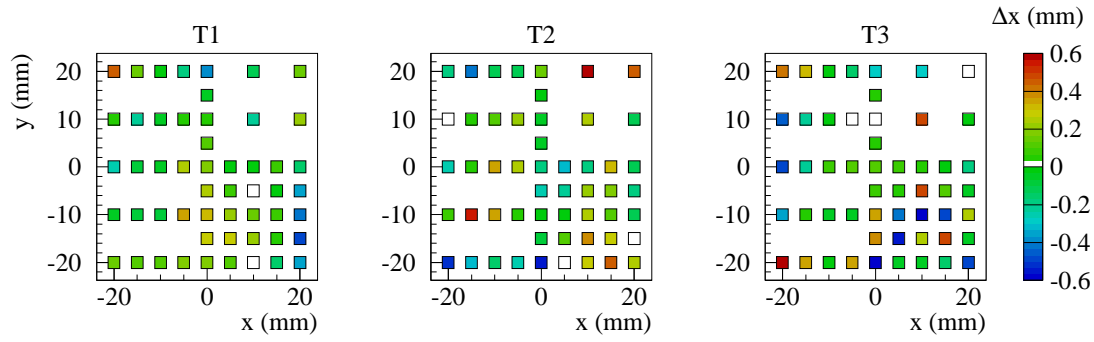
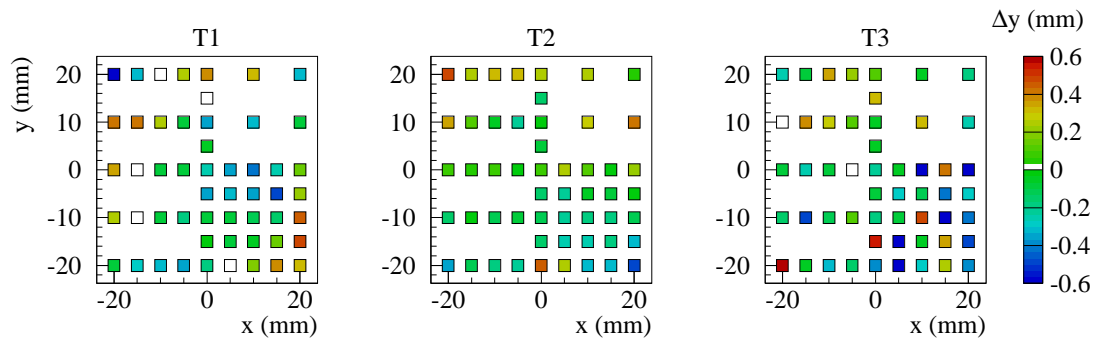
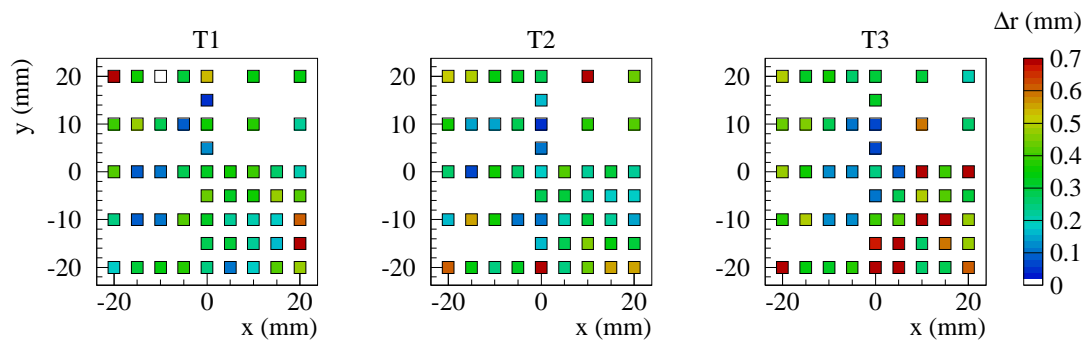
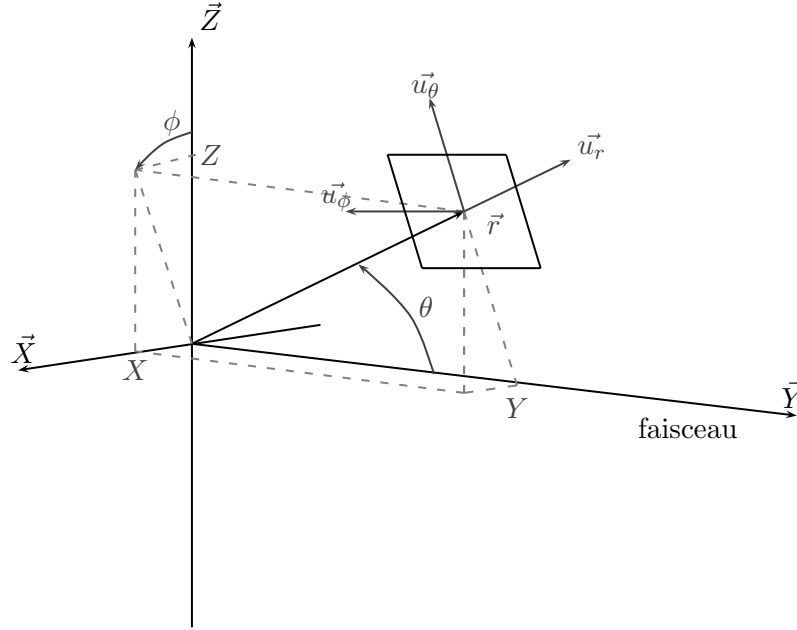
(a) Ecart en  $x$ (b) Ecart en  $y$ (c) Ecart en  $\sqrt{x^2 + y^2}$ 

FIGURE 3.8 – Non-linéarités en position résiduelles. Colonne de gauche T1, centrale T2 et de droite T3. L'échelle de couleur, indiquant la valeur du décalage à chaque trou, est la même pour chaque ligne et est donnée à droite.

FIGURE 3.9 – Vecteurs unitaires du système de coordonnées  $\mathcal{R}_I$  et notations utilisées.

Une fois les positions relatives au centre du détecteur obtenues, il a fallu les exprimer dans le système de coordonnées  $\mathcal{R}_I$  ( $r, \theta, \phi$ ) (figure 3.9). Pour ce faire, nous avons commencé par définir les trois vecteurs unitaires de  $\mathcal{R}_I$  en coordonnées cartésiennes ( $X, Y, Z$ ) :

$$\begin{aligned} \vec{u}_r &= \begin{pmatrix} \sin(\theta) \sin(\phi) & \cos(\theta) & \sin(\theta) \cos(\phi) \end{pmatrix} \\ \vec{u}_\theta &= \begin{pmatrix} \cos(\theta) \sin(\phi) & -\sin(\theta) & \cos(\theta) \cos(\phi) \end{pmatrix} \\ \vec{u}_\phi &= \begin{pmatrix} \cos(\phi) & 0 & -\sin(\phi) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Les télescopes faisant face à la cible, ils définissent un plan normal à  $\vec{u}_r$  pris à la position ( $x = 0, y = 0$ ), où  $x$  et  $y$  sont les coordonnées d'un point sur la surface du SiB relativement à son centre (la distance à la cible,  $r_0$ , est donnée dans le tableau 2.1). Par ailleurs, si on définit les vecteurs unitaires propres à chaque SiB,  $\vec{u}_x$  et  $\vec{u}_y$ , les trois télescopes sont positionnés de manière à ce que  $\vec{u}_y$  pointe vers le "haut" (dans le sens des valeurs des  $Z$  croissants). On peut donc établir la correspondance suivante :

$$\begin{aligned} \text{Pour T1 et T2 : } \vec{u}_x &= \vec{u}_\phi^0 \\ \vec{u}_y &= \vec{u}_\theta^0 \\ \text{Pour T3 : } \vec{u}_x &= -\vec{u}_\theta^0 \\ \vec{u}_y &= \vec{u}_\phi^0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

où  $\vec{u}_\phi^0$  et  $\vec{u}_\theta^0$  sont pris au centre du télescope.

La position d'un point ( $x, y$ ) du SiB s'exprime naturellement par :

$$\begin{aligned} \text{Pour T1 et T2 : } \vec{r} &= \|\vec{r}^0\| \cdot \vec{u}_r^0 + x \cdot \vec{u}_\phi^0 + y \cdot \vec{u}_\theta^0 \\ \text{Pour T3 : } \vec{r} &= \|\vec{r}^0\| \cdot \vec{u}_r^0 - x \cdot \vec{u}_\theta^0 + y \cdot \vec{u}_\phi^0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ce qui donne ;

$$\begin{aligned} r = \|\vec{r}\| &= \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \\ \cos(\theta) &= Y/r \\ \tan(\phi) &= X/Z \end{aligned} \quad (3.7)$$

TABLEAU 3.4 – Ouverture des télescopes de blocage en inclusif et en coïncidences. En section 3.4 sont décrites les raisons pour lesquelles l'ouverture angulaire des télescopes de blocage est réduite pour les événements de coïncidence.

(a) Inclusifs

Télescope	$\theta_{min}$ (°)	$\theta_{max}$ (°)	$\phi_{min}$ (°)	$\phi_{max}$ (°)	$\Delta\theta$ (°)	$\Delta\phi$ (°)	$\Delta\Omega$ (msr)
1	10.24	12.57	-5.88	5.88	2.33	11.76	1.65
2	18.41	21.26	25.79	34.16	2.85	8.37	2.47
3	18.43	21.27	265.73	274.09	2.84	8.36	2.45

(b) Coïncidences

Télescope	$\theta_{min}$ (°)	$\theta_{max}$ (°)	$\phi_{min}$ (°)	$\phi_{max}$ (°)	$\Delta\theta$ (°)	$\Delta\phi$ (°)	$\Delta\Omega$ (msr)
1	11.72	12.57	-5.88	5.88	0.85	11.76	0.640
2	20.22	21.26	25.79	34.16	1.04	8.37	0.939
3	18.43	21.27	271.04	274.09	2.84	3.05	0.896

Avec ces expressions, nous avons calculé les ouvertures angulaires des télescopes en inclusifs et en coïncidences, données dans le tableau 3.4.

### 3.2.3 Problème de la “virgule”

Les trois détecteurs ont présenté une accumulation d'événements très localisée dans le plan des positions  $(x, y)$ , et visiblement non physique. Pour chacun des SiB, cette “virgule” apparaissait à une position stable au cours du temps mais variable selon le détecteur.

Nous avons réussi à isoler ces événements dans le plan de corrélation entre la fraction de signal collectée à deux angles opposés du détecteur  $(P_i / \sum P_i)$ , où ils se détachent nettement des événements normaux (figure 3.10). Ces sélections ont permis d'estimer que la virgule représente environ 4% du total des événements pour T1, 2% pour T2 et 3% pour T3. L'efficacité de cette méthode de sélection est illustrée sur la figure 3.11.

Des tests menés à GANIL en 2005 avec une source de Cf et l'un des détecteurs ayant servi durant l'expérience ont permis de confirmer l'idée que nous avons eu : ces événements correspondent à des impacts sur la bande de faible résistance de surface (voir figure 3.1) servant à réduire les déformations de l'image. Ces tests ont été effectués en superposant un cache au SiB, masquant uniquement cette bande. L'origine de la virgule confirmée, ce cache a été apposé à l'avant des télescopes utilisés dans l'expérience prolongeant E416 et reprenant le même dispositif.

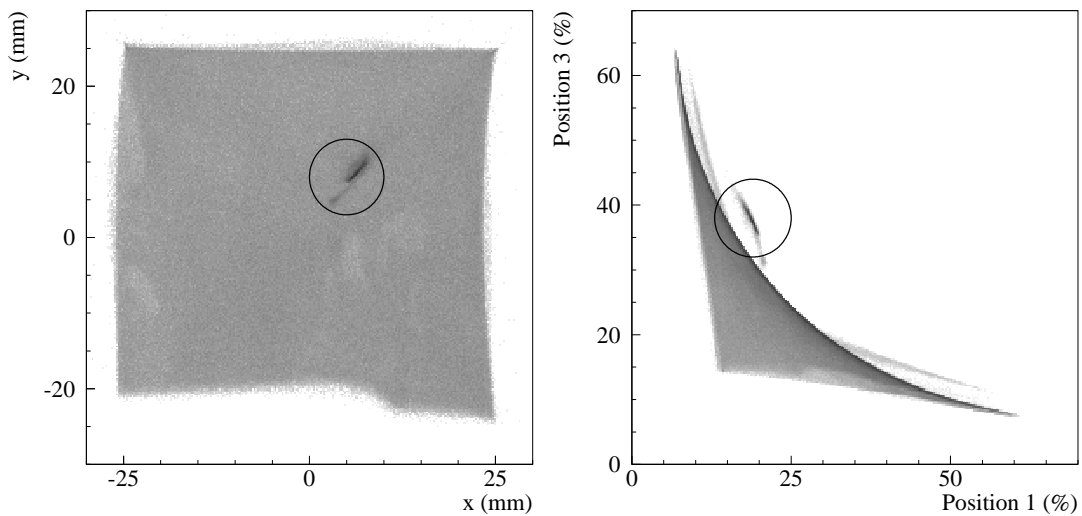


FIGURE 3.10 – Pour le télescope 2 ; à gauche, la “virgule” dans le plan  $(x, y)$  est entourée d’un cercle ; à droite, isolée dans le plan  $(P_3 / \sum P_i, P_1 / \sum P_i)$ , également entourée d’un cercle. Les “ailes” secondaires, gris pâle, apparaissant sur la figure de droite correspondent à de basses énergies, auxquelles la réponse en position des SiB est mauvaise (cf fig. 3.2).

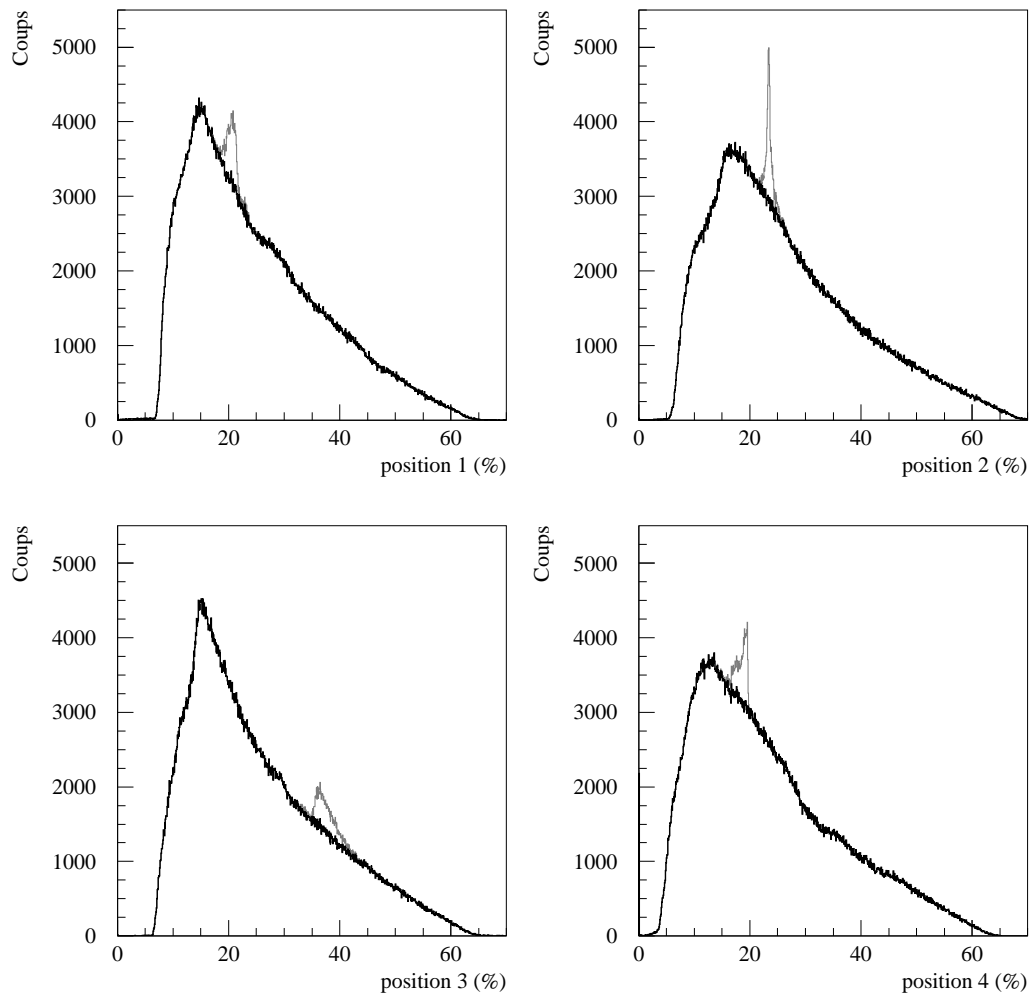


FIGURE 3.11 – Illustration du retrait de la virgule (télescope 2) sur la distribution de la fraction de signal dans chaque voie position. La différence entre les courbes grises et noires, qui se superposent par ailleurs parfaitement, correspond à la virgule isolée dans le plan  $(P_3 / \sum P_i, P_1 / \sum P_i)$ .

### 3.3 Calibration en énergie et identification en numéro atomique

L'obtention de l'énergie et du numéro atomique des ions détectés dans les télescopes de blocage est effectuée en deux étapes. Tout d'abord, le  $Z$  est déterminé par la comparaison de la position dans le plan  $(\Delta E, E)$  de l'événement avec des "lignes de  $Z$ ", calculées au préalable. Ensuite, l'énergie résiduelle de l'ion est calculée en utilisant la calibration en énergie du détecteur silicium, ainsi qu'une paramétrisation du défaut d'ionisation, dépendant du  $Z$  et de l'énergie. Finalement, on détermine l'énergie à mi-cible de l'ion en calculant l'énergie perdue lors du passage d'un certain nombre d'absorbants, dont la zone active et les fenêtres de mylar de la chambre à ionisation.

Afin de pouvoir mettre en place ce traitement, il est tout d'abord nécessaire de déterminer les calibrations en énergie des deux détecteurs des télescopes, qui permettront d'obtenir les lignes de  $Z$ . Ceci est réalisé en utilisant la diffusion élastique d'un certain nombre de couples faisceau-cible de calibration, dont l'énergie, le  $Z$  et la masse des ions détectés sont connus. Ce sont les différentes étapes de cette calibration que nous décrivons dans les sections suivantes.

#### 3.3.1 Faisceaux de calibration

Nous avons utilisé comme références la diffusion élastique de la cible ou du projectile dans les réactions  $^{238}\text{U}(6.62 \text{ MeV}/A) + ^{197}\text{Au}$ ,  $^{86}\text{Kr}(6.63 \text{ MeV}/A) + ^{197}\text{Au}$ , et  $^{129}\text{Xe}(7.70 \text{ MeV}/A) + ^{197}\text{Au}$ , sur des cibles de  $150 \mu \text{ g/cm}^2$  et  $9.65 \text{ mg/cm}^2$  pour avoir plusieurs points en énergie par  $Z$  (figure 3.12).

Les couronnes d'Indra et les télescopes de blocage pouvant être atteints par les différents noyaux diffusés élastiquement sont présentés dans le tableau 3.5.

Les télescopes de blocage ne disposent que d'un nombre réduit de points de calibration, car aucune cible élastique ne peut les atteindre; le télescope utilisé pour la constitution des creux de blocage associés à la fission (T2) ne dispose pas des points en xénon, car il était hors d'usage à ce moment de l'expérience.

L'énergie déposée dans chaque détecteur peut être calculée en utilisant des tables de pertes d'énergie – nous avons utilisé un programme basé sur ces tables, développé par R. Dayras (Saclay) et permettant le calcul pour des énergies incidentes entre 1 et 150 MeV/ $A$  d'ions entre  $Z = 1$  et  $Z = 97$ . Ce programme, utilisant plusieurs tables différentes<sup>2</sup>, permet également de calculer les pertes d'énergie dans différents milieux, en particulier gazeux; il a été utilisé pour la calibration à la fois des détecteurs d'Indra et des télescopes de blocage.

Pour l'analyse de la réponse des SiB aux faisceaux de calibration utilisés, il est nécessaire de prendre en compte le défaut d'ionisation, qui est variable selon le numéro atomique (ou la masse) et l'énergie de l'ion ainsi que du détecteur, et dont la détermination fait l'objet de la sous-section suivante.

<sup>2</sup>Pour  $Z > 2$ ,  $E/A < 2.5 \text{ MeV}$  : [73]; pour  $Z > 2$ ,  $E/A > 2.5 \text{ MeV}$  : [74]; pour  $Z < 3$  [75].



(c) Angles d'effleurement de la cible élastique (degrés)

Cible	Faisceau		
	$^{238}\text{U}$ (6.62 MeV/A)	$^{86}\text{Kr}$ (6.63 MeV/A)	$^{129}\text{Xe}$ (7.70 MeV/A)
$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	-33.3	-54.5	-56.4
$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	–	-42.7	-45.7
$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	-33.2	-67.2	-64.6

(d) Angles d'effleurement du projectile élastique (degrés)

Cible	Faisceau		
	$^{238}\text{U}$ (6.62 MeV/A)	$^{86}\text{Kr}$ (6.63 MeV/A)	$^{129}\text{Xe}$ (7.70 MeV/A)
$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	48.6	51.0	42.2
$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	–	70.3	56.8
$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	13.9	18.2	15.6

(e) Couronnes touchées par la cible élastique

Cible	Faisceau		
	$^{238}\text{U}$ (6.62 MeV/A)	$^{86}\text{Kr}$ (6.63 MeV/A)	$^{129}\text{Xe}$ (7.70 MeV/A)
$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	12 $\rightarrow$ 8	12 $\rightarrow$ 10	12 $\rightarrow$ 10
$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	–	12 $\rightarrow$ 9	12 $\rightarrow$ 10
$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	12 $\rightarrow$ 8	12 $\rightarrow$ 11	12 $\rightarrow$ 11

(f) Couronnes touchées par le projectile élastique

Cible	Faisceau		
	$^{238}\text{U}$ (6.62 MeV/A)	$^{86}\text{Kr}$ (6.63 MeV/A)	$^{129}\text{Xe}$ (7.70 MeV/A)
$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	1 $\rightarrow$ 10	1 $\rightarrow$ 10	1 $\rightarrow$ 9
$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	–	1 $\rightarrow$ 11	1 $\rightarrow$ 10
$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	1 $\rightarrow$ 5	1 $\rightarrow$ 6	1 $\rightarrow$ 6

TABLEAU 3.5 – Angles d'effleurement pour les différents couples projectile-cible de calibration (la perte d'énergie dans la première demi-cible prise en compte), et couronnes accessibles aux différents noyaux. Pour mémoire, le télescope 1 est placé entre les couronnes 4 et 5 et les télescopes 2 et 3 entre les couronnes 6 et 7. La perte d'énergie dans la cible interdit la diffusion élastique à l'intérieur des angles couverts par le dispositif expérimental pour le couple faisceau-cible  $^{238}\text{U}$  (6.62 MeV/A) +  $^{197}\text{Au}$  9.65 mg.cm $^{-2}$ .

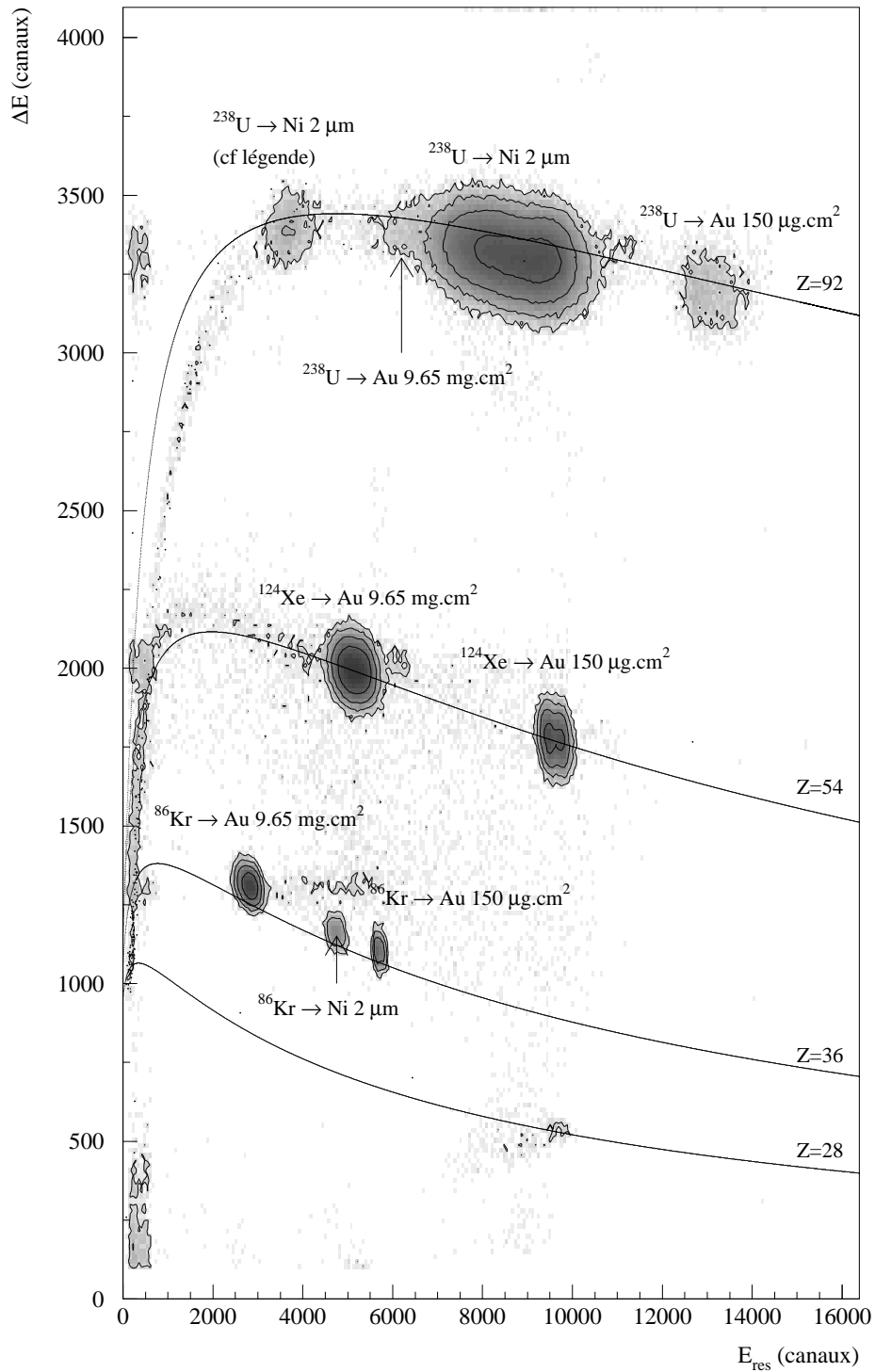


FIGURE 3.12 – Matrice  $(\Delta E, E_{res})$  en canaux pour le télescope 1 : présentation des différents points de calibration en énergie et en  $Z$ . Les courbes correspondent aux lignes de  $Z$  utilisées pour l'identification. Pour un  $Z$  et un  $A$  donnés, elles sont constituées d'un ensemble de paires de valeurs d'énergie déposée dans la BIC et dans le SiB, que l'on obtient en utilisant les calibrations en énergie. Le point à  $E_{res} \approx \Delta E \approx 3500$  correspond à la diffusion de l'uranium vers les angles arrières dans le centre de masse.

### 3.3.2 Calibration des détecteurs silicium

#### 3.3.2.1 Paramétrisation du défaut d'ionisation dans les silicium

Lorsqu'un ion lourd est arrêté dans un silicium résistif, la totalité de l'énergie déposée n'est pas collectée aux électrodes. En effet, la perte d'électrons libres par recombinaison de paires – dans la zone de forte densité d'ionisation le long de la trace où le champ extérieur est transitoirement écranté et sur les sites liés aux défauts et aux impuretés du cristal- et les pertes d'énergie par collisions nucléaires, sur la fin du parcours de l'ion créent un “défaut d'ionisation” (pulse height defect, PHD), dont l'importance varie avec l'énergie et le  $Z$  de l'ion arrêté. Comme ce défaut est pratiquement nul pour les ions les plus légers, on l'estime souvent comme la différence entre la réponse à une particule  $\alpha$  et la réponse à un ion lourd de même énergie.

Moulton [76] propose une paramétrisation empirique du défaut d'ionisation :

$$\begin{aligned} E_{PHD} &= 10^b E^a \\ a(Z) &= 0.02230(Z^2/10^3) + 0.5682 \\ b(Z) &= -0.1425(100/Z) + 0.0825 \end{aligned} \quad (3.8)$$

où  $E_{PHD}$  est le défaut d'ionisation,  $E$  l'énergie déposée et  $Z$  le numéro atomique de l'ion incident. Les paramètres peuvent être ajustés pour tenir compte des spécificités du détecteur, comme sa résistance de surface et son épaisseur. Pour Indra, une étude systématique de ces défauts d'amplitude, réalisées avec de nombreux faisceaux de calibration, a été entreprise au sein de la collaboration Indra. L'ajustement des coefficients s'effectue ensuite pour chaque campagne de mesures. Pour l'expérience E416, ce travail a été accompli par J.-L. Charvet.

Pour les télescopes de blocage, nous avons tenté d'ajuster les coefficients de  $b(Z)$  par la méthode proposée dans [76]. Comme en témoigne la figure 3.13, le faible nombre de points ne permet pas d'obtenir une estimation fiable pour chacun des télescopes. Toutefois les coefficients obtenus pour les trois télescopes, donnés dans le tableau 3.6 et illustré sur la figure 3.14, donnent des lignes d'identification en  $Z$  très proches de celles calculées avec les coefficients de [76] dans toute la gamme en énergie. Ainsi, nous avons utilisé les coefficients de [76] pour l'identification et le calcul de l'énergie des fragments.

TABLEAU 3.6 – Coefficients pour  $b(Z) = -b_0(100/Z) + b_1$  du PHD obtenus par l'ajustement d'une fonction linéaire aux points expérimentaux pour chaque télescope.

Télescope	$b_0$	$b_1$
Moulton	-0.1425	0.0825
T1	-0.3644	0.278
T2	-0.2990	0.181
T3	-0.1664	0.172

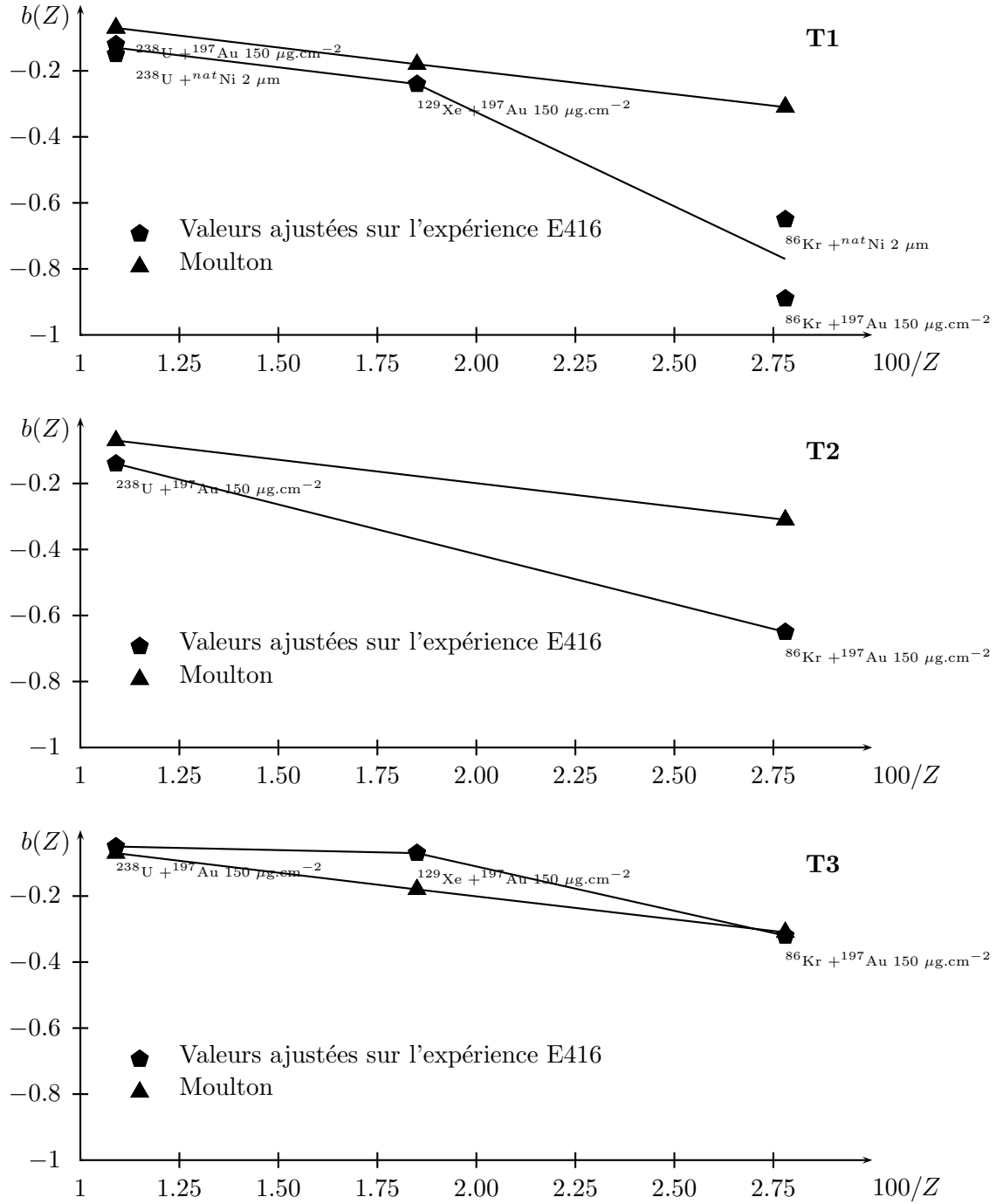


FIGURE 3.13 – Tracé de la dépendance  $b(Z)$  du PHD (Eq. 3.8) en fonction de  $100/Z$  pour chacun des trois télescopes.

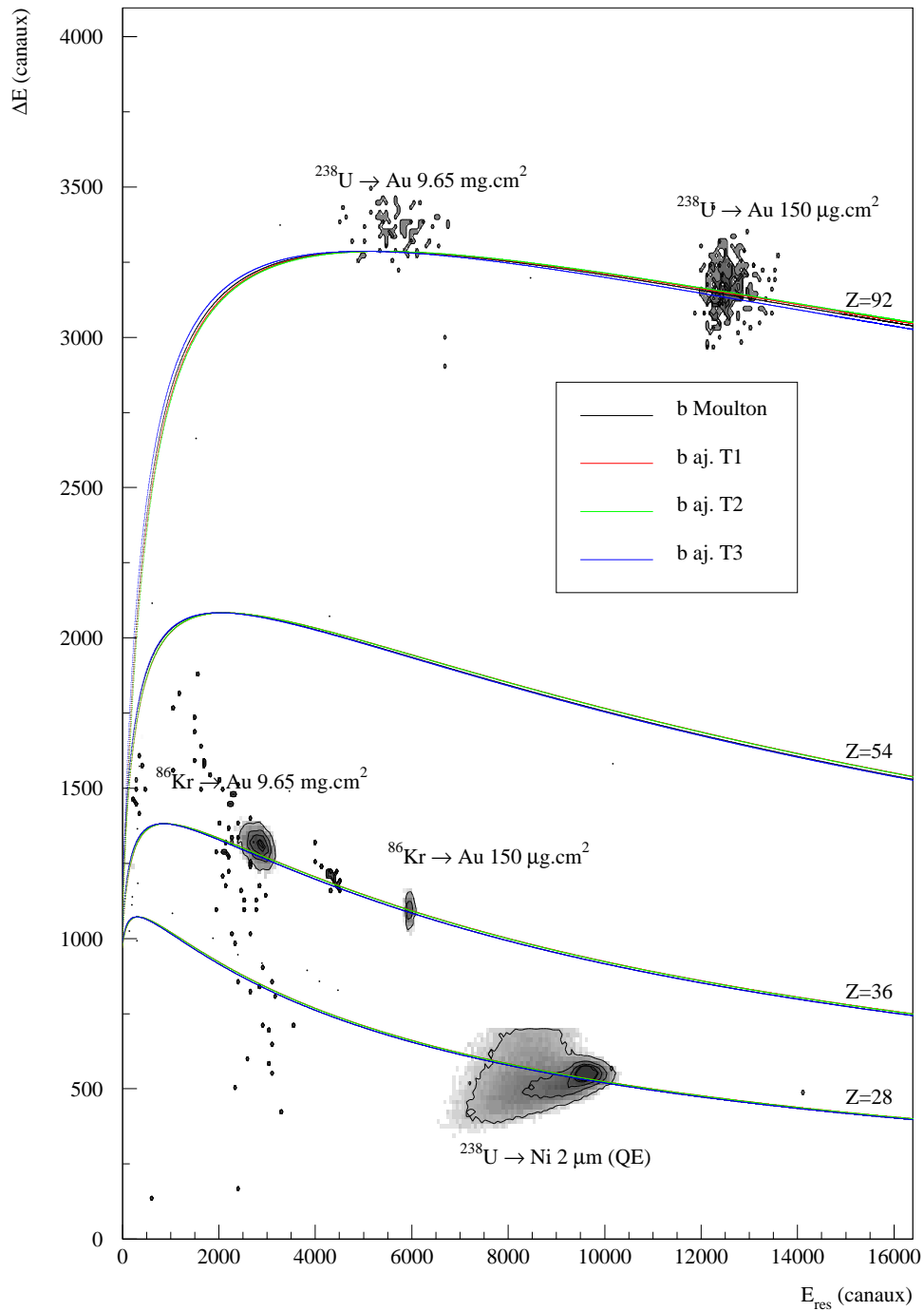


FIGURE 3.14 – Matrice  $(\Delta E, E_{res})$  en canaux pour le télescope 2 : Superposition des différents points de calibration et des lignes de  $Z$  correspondantes, calculées pour différents coefficients de  $b(Z)$ . Sur cette figure ont été ajoutées des données obtenues lors de l'expérience proprement dite, correspondant à la détection d'un noyau de Ni quasi-élastique.

### 3.3.2.2 Calibration en énergie et calcul de l'énergie résiduelle à l'entrée du silicium

A l'aide des coefficients permettant de paramétrer le PHD obtenus dans la section précédente, il est possible de calculer ce PHD pour les ions pénétrant dans le SiB à partir d'une première calibration en énergie obtenue à l'aide d'une source triple  $\alpha$   $^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$  émettant des  $\alpha$  d'énergies : 5.157 MeV, 5.486 MeV et 5.805 MeV.

L'ajustement d'une fonction linéaire entre les énergies et le centroïde des pics en canaux (obtenus en grand gain) passant par le piédestal du codeur, permet de connaître la "calibration  $\alpha$ " de chacun des SiB, qui peut ensuite être extrapolée à des énergies plus élevées pour obtenir la réponse attendue pour les fragments lourds. Pour les  $\alpha$ , la résolution en énergie des télescopes T1 et T2 est mauvaise, ce qui ne permet pas de distinguer clairement les pics les uns des autres (figure 3.15). Il a ainsi été nécessaire d'ajuster une fonction aux trois pics simultanément. En pratique, pour obtenir une détermination fiable des centroïdes, nous avons posé que la largeur des pics pour T1 et T2 était la même que pour T3, à laquelle une "largeur de résolution" constante pour les trois pics a été ajoutée ( $\sigma_{T2,3}^2 = \sigma_{T1}^2 + \sigma_{\text{Résolution } T2,3}^2$ ); respectivement, cette largeur vaut 13.5 canaux et 22.4 canaux pour T1 et T2.

Les calibrations  $\alpha$  ainsi obtenues pour les trois télescopes sont données dans le tableau 3.7.

TABLEAU 3.7 – Coefficients de calibration  $\alpha$  obtenus pour la voie énergie des siliciums ; la valeur en canaux est obtenue à partir de la valeur en MeV par  $a_0 + a_1 E_{\text{MeV}}$ .

Télescope	$a_0$	$a_1$
T1	-104.01	12.078
T2	-98.65	13.120
T3	-104.11	11.548

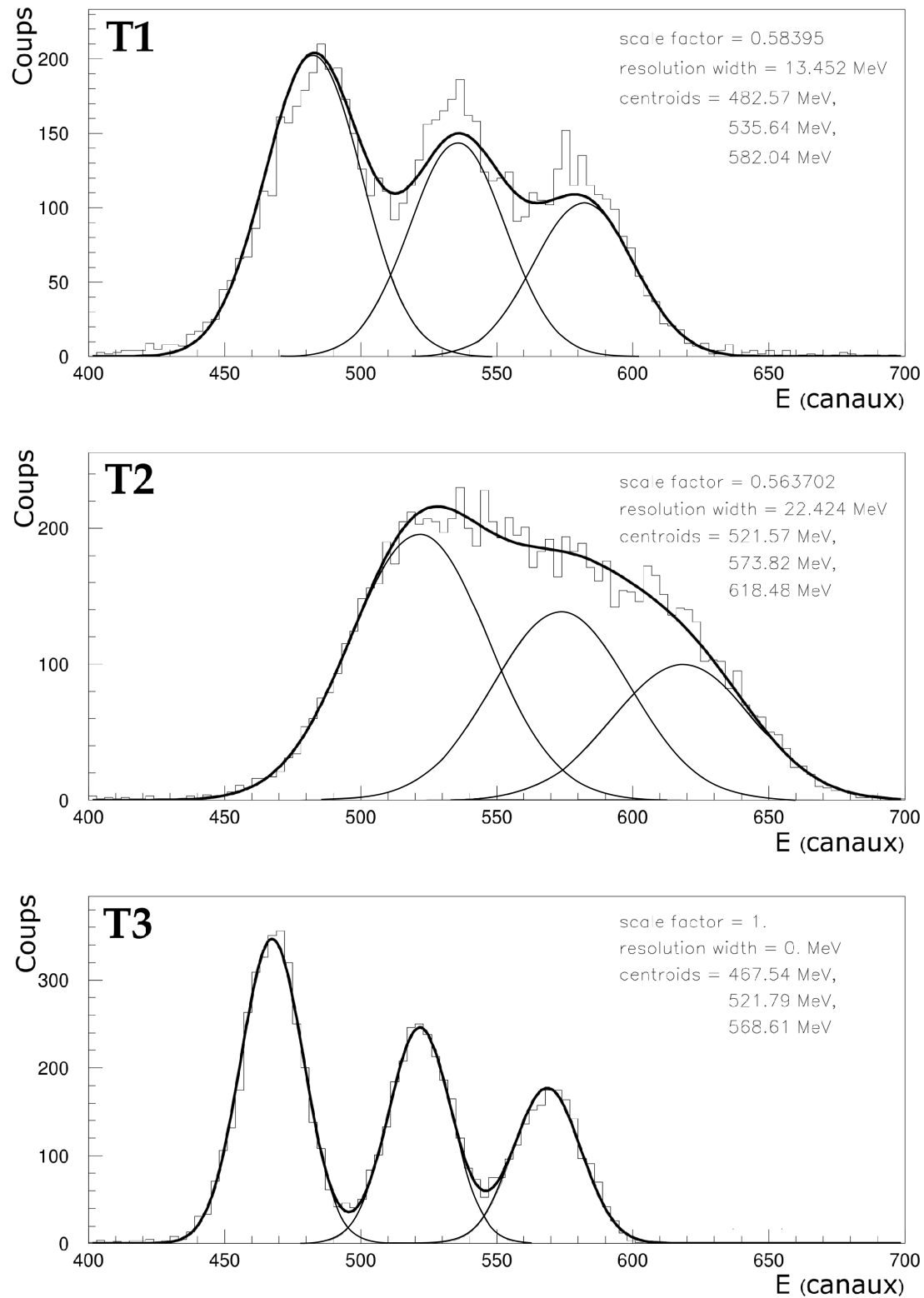


FIGURE 3.15 – Pics de calibration  $\alpha$  pour les détecteurs siliciums des trois télescopes (abscisse en canaux). La courbe épaisse correspond à la fonction ajustée pour la distribution totale, et les courbes fines à chaque pic  $\alpha$ .

Une fois l' "énergie  $\alpha$ " connue, il suffit de procéder par itérations pour calculer le PHD<sup>3</sup>, que l'on ajoute finalement à l'énergie  $\alpha$  pour trouver l'énergie de l'ion.

Le tableau 3.8 et les figures 3.16 illustrent la calibration des siliciums des télescopes en comparant l'énergie attendue et l'énergie calculée à partir de l'expérience, pour les faisceaux de calibration. L'écart entre les deux varie entre  $\pm 3\%$  au maximum pour les diffusions sur cibles minces, mais l'écart aux calibration des points sur la cible épaisse est très important, de l'ordre de  $\pm 30\%$ .

Nous avons supposé que ce problème provient essentiellement d'une erreur sur l'épaisseur de la cible (une augmentation de l'ordre 50% rend compte des écarts à la calibration déduite à partir des cibles minces.). Nous avons donc utilisé l'ensemble des énergies calculées dans le cas de la cible épaisse pour contraindre la forme des lignes de  $Z$ , sans les utiliser pour les calibrations en énergie.

Une fois ces points de calibration obtenus, nous avons ajusté une fonction linéaire passant également par le zéro de l'électronique (réponse à une énergie nulle, déterminée par une calibration par rampe d'impulsions), et permettant la transformation d'une énergie en canaux à une énergie en MeV.

---

<sup>3</sup>Ayant effectué préalablement l'identification en  $Z$  décrite dans la section suivante, on suppose dans un premier temps que l'énergie à l'entrée du Si est l'énergie obtenue par la calibration  $\alpha$ , pour laquelle on calcule le PHD. On ajoute ensuite le PHD à l'énergie initiale, obtenant ainsi une nouvelle énergie pour laquelle on calcule de nouveau le PHD, et ainsi de suite. La convergence est considérée atteinte lorsque l'écart entre l'énergie calculée après soustraction du PHD et l'énergie  $\alpha$  est inférieure à un seuil arbitrairement petit ( $10^{-6}$  en l'occurrence).



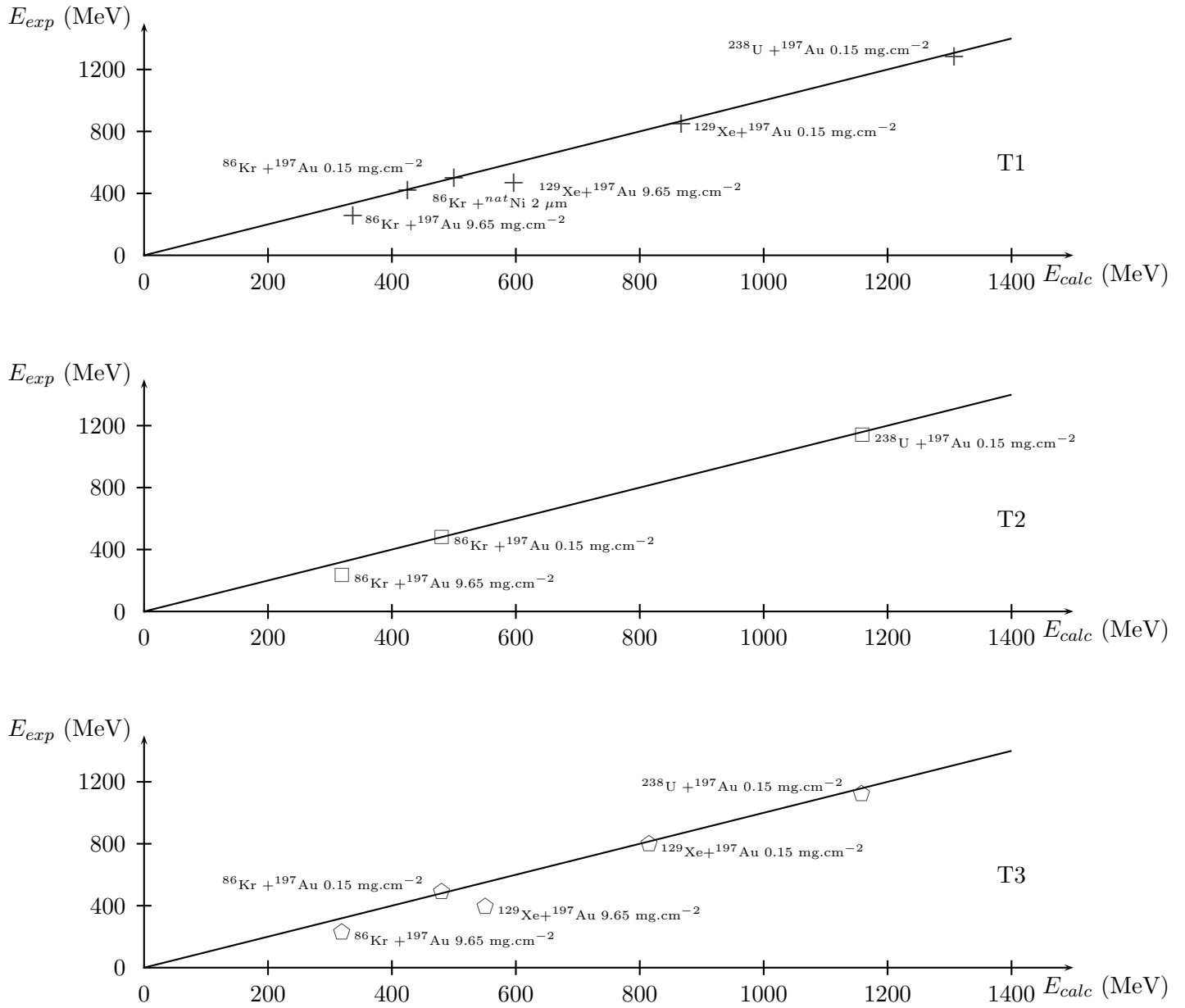


FIGURE 3.16 – Calibration en énergie des SiB – Comparaison de l'énergie attendue  $E_{calc}$  (MeV, abscisses) et de l'énergie obtenue par les calibrations  $E_{exp}$  pour les différents points de calibration. Les données représentées sur cette figure sont les mêmes que celles données dans le tableau 3.8.

TABLEAU 3.8 – Points de calibration en énergie des détecteurs silicium des télescopes de blocage.  $E$  est l'énergie initiale du faisceau, et les valeurs reportées dans les colonnes suivantes correspondent à l'énergie entre la chambre d'ionisation et le silicium lorsque la chambre d'ionisation est remplie (conditions expérimentales), également en MeV. Les colonnes "Calcul" correspondent à l'énergie attendue, et les colonnes "Exp." à l'énergie obtenue à partir de la calibration  $\alpha$  des SiB et du calcul du PHD par l'expression 3.8. L' "écart" est défini comme (Exp-Calcul)/Calcul et est exprimé en %.

Faisceau	Cible	E (MeV)	T1			T2			T3		
			Calcul	Exp.	Ecart (%)	Calcul	Exp.	Ecart (%)	Calcul	Exp.	Ecart (%)
$^{86}\text{Kr}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	570	500.2	501.7	+0.30	480.2	481.2	+0.21	480.0	490.4	+2.10
$^{86}\text{Kr}$	$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	570	336.8	256.2	-24.0	319.1	236.1	-26.0	318.9	229.1	-28.0
$^{86}\text{Kr}$	$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	570	425.3	419.7	-1.32	–	–	–	–	–	–
$^{129}\text{Xe}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	994	866.9	851.9	-1.73	–	–	–	814.9	799.3	-1.91
$^{129}\text{Xe}$	$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	994	596.7	467.6	-21.6	–	–	–	550.4	394.5	-28.3
$^{238}\text{U}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	1575	1307.5	1282	-1.95	1159.1	1142	-1.47	1157.8	1123	-3.00

### 3.3.3 Calibration des chambres d'ionisation

Les calibrations en énergie des chambres d'ionisation sont obtenue par une méthode similaire à celle utilisée pour les détecteurs silicium, mis à part que l'on ne considère aucun défaut d'amplitude pour ces détecteurs gazeux. L'énergie "attendue" déposée dans les chambres est calculée en tenant compte de la perte d'énergie dans la cible ainsi que dans les fenêtres de mylar et la zone morte de  $\text{CF}_4$  à l'entrée des chambres.

L'accord entre les énergies calculées pour les différents faisceaux et les énergies expérimentales obtenues pour chacun d'eux avec une fonction de calibration linéaire ajustant au mieux l'ensemble des données est présenté dans le tableau 3.9 et illustré par la figure 3.17.

Comme pour la calibration des détecteurs silicium, on constate des écarts plus importants pour les points de calibration sur cible épaisse que sur cible mince ( $^{197}\text{Au}$   $0.15 \text{ mg.cm}^{-2}$ ). Ces écarts sont toutefois moins importants dans le cas des chambres d'ionisation, car on ne considère pas ici une énergie résiduelle comme dans le cas des détecteurs silicium, mais un dépôt d'énergie – ce dernier varie assez peu avec l'énergie incidente aux énergies considérées. Les écarts pour les points sur cible épaisse sont ici de l'ordre de 4 à 15%.

Pour les points sur cible mince, on constate des écarts de l'ordre de 1% pour les trois télescopes, à l'exception du point  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$   $0.15 \text{ mg.cm}^{-2}$  dans le cas de T1 et T3, où il vaut respectivement +3% et +6%. On explique l'absence de ce comportement sur T2 par le fait que celui-ci ne dispose que de deux points de calibration ( $^{86}\text{Kr}$  et  $^{238}\text{U}$ ).

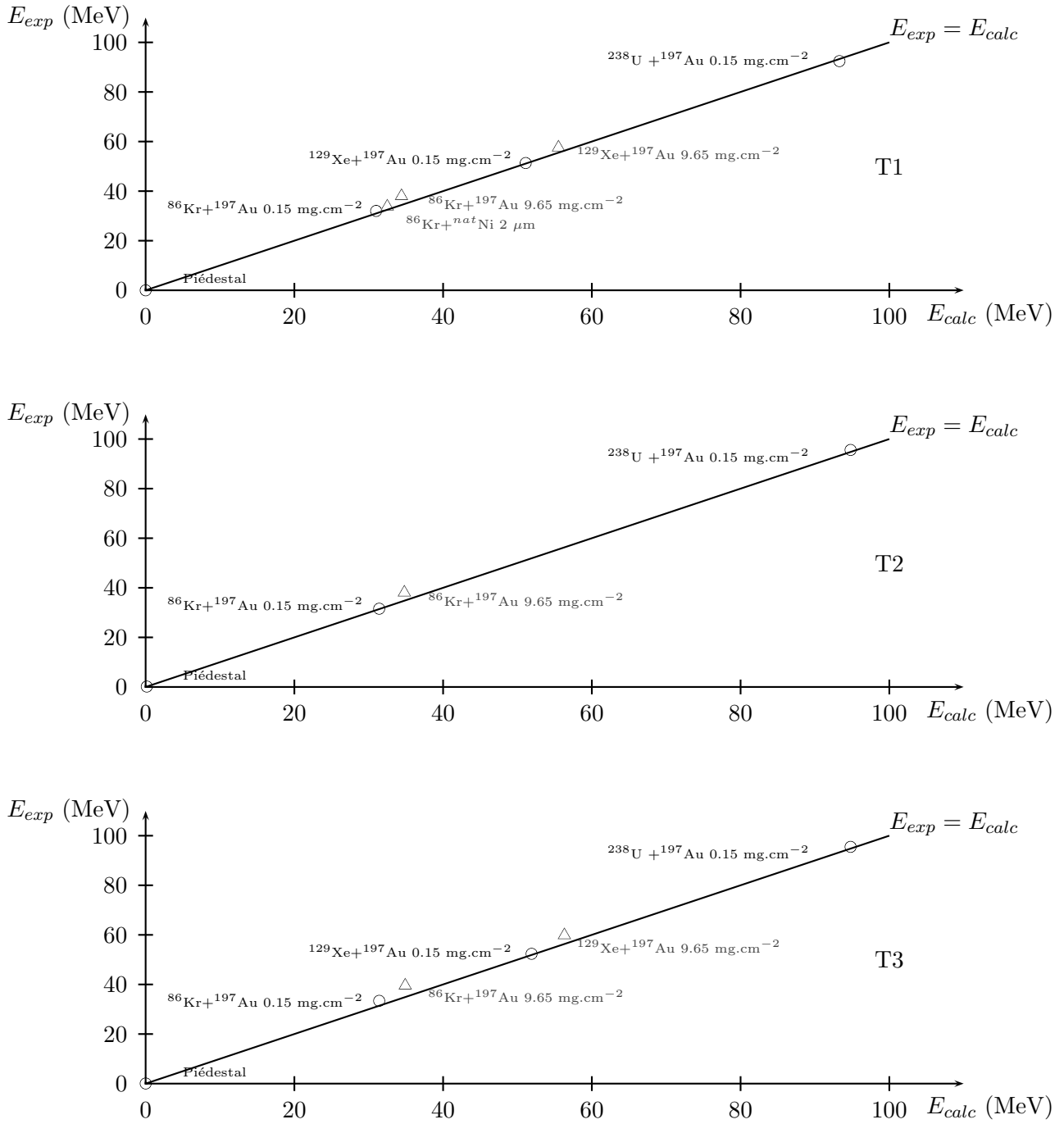


FIGURE 3.17 – Calibration en énergie des chambres à ionisation des télescopes de blocage.  $E_{calc}$  correspond à l'énergie déposée obtenue par les calculs de pertes d'énergie, et  $E_{exp}$  correspond à l'énergie la plus probable obtenue par les calibrations. Les données représentées ici sont les mêmes que celles du tableau 3.9

TABLEAU 3.9 – Points de calibration en énergie des chambres à ionisation des télescopes de blocage. Pour chaque télescope, les colonnes “Calcul” correspondent à l’énergie attendue (calculée), et les colonnes “Exp.” à l’énergie obtenue à partir de la calibration des BIC. L’ “écart” est défini comme (Exp-Calcul)/Calcul et est exprimé en %.

Faisceau	Cible	T1			T2			T3		
		Calcul	Exp.	Ecart (%)	Calcul	Exp.	Ecart (%)	Calcul	Exp.	Ecart (%)
$^{86}\text{Kr}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	31	32	+3.20	31.4	31.6	+0.60	31.4	33.4	+6.40
$^{86}\text{Kr}$	$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	34.4	38	+10.5	34.8	38.1	+9.50	34.9	39.6	+13.5
$^{86}\text{Kr}$	$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	32.5	33.8	+4.00	–	–	–	–	–	–
$^{129}\text{Xe}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	51.1	51.3	+0.40	–	–	–	51.9	52.4	+0.96
$^{129}\text{Xe}$	$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	55.5	57.6	+3.80	–	–	–	56.3	59.9	+6.40
$^{238}\text{U}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	93.3	92.4	-0.96	94.8	95.6	+0.80	94.8	95.5	+0.70

### 3.3.4 Identification en $Z$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'identification en  $Z$  repose sur la dépendance de la perte d'énergie  $\Delta E$  (mesurée dans la BIC) en  $Z$  et en  $E$ , qui peut être retrouvée à partir de l'énergie résiduelle  $E_{res}$  (mesurée dans le SiB) ; l'analyse de la corrélation  $(\Delta E, E_{res})$  permet de connaître  $Z$ .

Il est nécessaire de connaître le numéro atomique et la masse de l'ion pour pouvoir calculer ses pertes d'énergie au cours de son parcours, ainsi que pour calculer son défaut d'ionisation dans les silicium (section 3.3.2.1), c'est pourquoi, dans le traitement des données, l'identification en  $Z$  est effectuée avant le calcul de l'énergie. L'identification doit donc pouvoir être faite sur les données brutes, et plus précisément dans le plan  $(\Delta E, E_{res})$ .

À partir des lignes de  $Z$  calculées en MeV, les calibrations en énergie permettent d'obtenir un jeu de lignes de  $Z$  en canaux utilisable pour les données brutes. La forme des lignes dépend de ces calibrations, de la paramétrisation du défaut d'ionisation, ainsi que des masses utilisées pour chaque  $Z$  (dépendance en  $MZ^2$  de  $\Delta E$ ).

Nous avons choisi d'utiliser des masses associées à la fission d'un système composite de  $Z = 120$  et  $E^* = 70$  MeV (voire la section 4.3.3.1) pour l'ensemble du plan  $(\Delta E, E_{res})$ , tout en sachant que ce choix conduit à une erreur systématique sur l'identification en  $Z$  des noyaux issus d'autres mécanismes.

Par exemple, selon ce choix, l'uranium est attendu avec une masse de  $219 \pm 2$  nucléons, alors que la masse des uranium du faisceau est de 238. En considérant la variation de la perte d'énergie en  $MZ^2$ , cette différence conduit à une identification de l'uranium à  $Z \approx 94.6$ . De la même manière, un nickel de 58 nucléons est identifié à  $Z \approx 27.3$ , la masse considérée pour  $Z = 28$  étant de 65 nucléons.

Un  $Z = 36$  issu de la fission de l'uranium à faible  $E^*$ , que l'on peut considérer comme ayant une masse de  $238/92 \times 36 \approx 93$ , sera identifié comme  $Z \approx 37.3$ , et le deuxième fragment de l'uranium à  $Z \approx 58$  au lieu de 56. L'écart sur le  $Z$  de l'uranium ainsi calculé est donc de l'ordre de deux à trois unités de charge.

Au regard de ces écarts, il est clair qu'un mauvais choix de masses pour le calcul des lignes d'identification peut conduire à des erreurs importantes sur le  $Z$ . Il était donc capital de prendre cet effet en compte pour l'identification des fragments de fission du noyau composé.

En pratique, l'identification des ions est effectuée par dichotomie, en comparant la position de l'événement dans le plan  $(\Delta E, E_{res})$  aux lignes de  $Z$ , en partant de l'intervalle maximal  $Z = 1 \rightarrow 97^4$ . Une fois les lignes immédiatement supérieure et inférieure connues, la valeur est arrondie au  $Z$  de la ligne la plus proche.

Notons ici que l'identification à basse énergie n'est pas fiable ( $E \leq \approx 2000$  canaux). En effet, à basse énergie ( $\leq \approx 1$  à  $2$  MeV/A) le pouvoir d'arrêt électronique chute brutalement et cela se traduit dans la pratique par un resserrement des lignes de  $Z$ , à tel point que toute incertitude sur la position et la forme de celles-ci mène à une mauvaise identification. Nous appelons cette région la "montée de Bragg".

Ce problème s'accompagne du fait que nous n'avons pas réussi à reproduire la position exacte de la montée de Bragg. En regardant la ligne de  $Z$  de l'uranium sur les figures 3.12 et 3.14, on constate la montée de la ligne de  $Z$  calculée est située environ 500 à 1000 canaux trop bas

<sup>4</sup>La limitation à  $Z = 97$  est celle du programme de calcul des pertes d'énergie.

relativement à ce qu'elle semble devoir être.

Comme les lignes de  $Z$  calculées sont à une énergie trop basse, le  $Z$  des événements situés près de la montée de Bragg peut-être très largement sous-estimée : ils sont inutilisables pour l'analyse. Le même problème est apparu, dans des proportions comparables pour les couronnes 6 à 9 d'Indra.

Notons ici que les calibrations en énergie ont été faites sans utiliser la routine d'identification, étant donné que le  $Z$  des ions détectés est connu a priori. Ainsi, le choix de l'utilisation du rapport  $N/Z$  de la fission d'un noyau composé  $Z = 120$  pour les masses n'a pas d'influence sur les calibrations en énergie.

Les résultats de l'identification des points de calibration, obtenus en utilisant les lignes d'identification adaptées aux faisceaux et cibles de calibration, sont donnés dans le tableau 3.10. On constate que la qualité de l'identification n'est pas excellente et qu'elle est variable selon le télescope. On obtient ainsi des écarts de l'ordre de  $\pm 1$  unité de charge pour T1 et T2, et  $\pm 2$  unités de charge pour T3. Ces écarts proviennent principalement de la calibration en énergie des chambres d'ionisation, que l'on a donnée dans la section précédente. L'identification en charge pour les modules d'Indra est de qualité comparable à ce qui est donné ici pour les télescopes de blocage.

Le télescope T2 étant le télescope utilisé pour constituer les images de blocage associées aux différents mécanismes, en particulier dans le cas de la fusion-fission, l'identification du noyau fissionnant ne pourra donc se faire qu'avec une résolution de  $\pm 2$  unités de  $Z$ . Il est donc impératif pour contraindre le mécanisme – en particulier pour sélectionner sans ambiguïté la fusion complète – de disposer de la mesure de la charge de *toutes* les particules chargées et de *tous* les fragments de masse intermédiaire de la réaction, afin de compenser la mauvaise qualité de l'identification en  $Z$  ; la capacité de détection sur  $4\pi$  d'Indra lui permet de remplir cette fonction.

TABLEAU 3.10 – Points de calibration en numéro atomique des télescopes de blocage.  
La colonne “ $Z$  détecté” correspond au  $Z$  attendu, les colonnes “Exp” au  $Z$  mesuré et “Ecart” à la différence entre ces deux valeurs exprimée en unités de charge.

Faisceau	Cible	$Z$ détecté	T1		T2		T3	
			Exp.	Ecart	Exp.	Ecart	Exp.	Ecart
$^{86}\text{Kr}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	36	36.9	+0.9	36.4	+0.4	37.8	+1.8
$^{86}\text{Kr}$	$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	36	37.2	+1.2	37	+1.0	38	+2.0
$^{86}\text{Kr}$	$^{nat}\text{Ni}$ 2 $\mu\text{m}$	36	37	+1.0	–	–	–	–
$^{129}\text{Xe}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	54	54	0	–	–	54	0
$^{129}\text{Xe}$	$^{197}\text{Au}$ 9.65 mg.cm $^{-2}$	54	53	-1.0	–	–	54.6	+0.6
$^{238}\text{U}$	$^{197}\text{Au}$ 0.15 mg.cm $^{-2}$	92	90.9	-1.1	92.9	+0.9	92.5	+0.5

### 3.3.5 Obtention de l'énergie à mi-cible

Nous avons décrit dans les sections précédentes la méthode d'étalonnage en  $Z$  et en énergie des télescopes de blocage. Nous précisons ici le principe du traitement des données brutes pour l'obtention du numéro atomique et de l'énergie, illustré par l'organigramme de la figure 3.18.

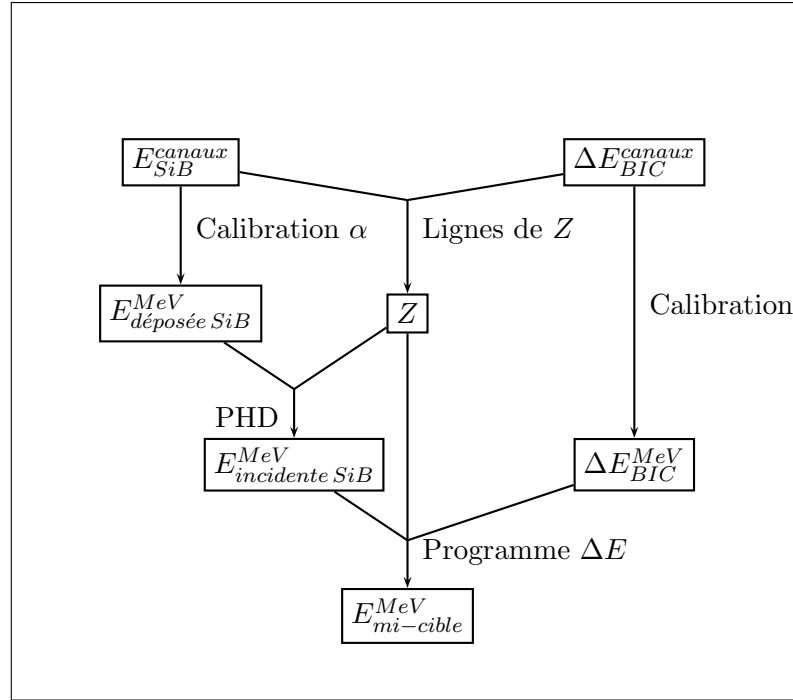


FIGURE 3.18 – Traitement des données brutes en vue de l'obtention du  $Z$ , et de l'énergie à mi-cible.

Le défaut d'ionisation est calculé à partir de l'énergie déposée dans le SiB et du numéro atomique obtenu par comparaison aux lignes de  $Z$ . L'énergie du fragment à mi-cible (convention choisie pour la position de la réaction) peut ensuite être calculée en tenant compte de toutes les épaisseurs de matière traversées (le télescope ainsi que la cible, orientée.) ; la perte d'énergie dans la zone active de la chambre d'ionisation est prise à la valeur expérimentale.

L'angle d'incidence a une influence importante pour le calcul de l'énergie dans la cible. En effet, l'épaisseur vue par les ions dépend de l'orientation de la cible et peut ainsi être deux à trois fois plus grande que la valeur nominale ( $2\ \mu\text{m}$ ). Par contre, comme les télescopes sont placés à au moins 1 m du point-cible avec une ouverture de l'ordre de 5 cm, la direction d'incidence varie peu pour les zones actives et non actives des Si et des chambres – l'effet sur l'énergie est négligeable.

#### 3.3.5.1 Importance relative des pertes d'énergie dans les différentes parties des télescopes de blocage : zones actives et inactives

Le tableau 3.11 donne, pour trois couples faisceau-cible, le détail des pertes d'énergies dans l'ensemble des épaisseurs de matière traversées.

Si l'énergie perdue dans les différentes feuilles a bien été prise en compte dans le calcul de l'énergie des fragments nous avons néanmoins, dans les sections précédentes, totalement négligé



l'importance du bombage des feuilles de Mylar constituant les fenêtres des BIC, sous l'effet de la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur des chambres. Ce bombage se traduit par un accroissement de l'épaisseur des zones mortes de  $\text{CF}_4$  situées à l'entrée et à la sortie des chambres, estimée à environ 3 ou 4 mm.

On peut voir que l'énergie laissée par les ions dans les zones mortes de  $\text{CF}_4$  est très faible, en fait négligeable devant la perte d'énergie totale et l'énergie résiduelle. L'impact de la prise en compte de ces sur-épaisseurs s'élève au maximum à une sous-estimation de 0.1% de  $\Delta E$  calculée et à une surestimation de 1.1% de  $E_{res}$  calculée. Ces valeurs justifient à posteriori le fait d'avoir négligé ces sur-épaisseurs dans les calibrations et le calcul des pertes d'énergie.

De la même manière, on a vérifié que la perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée des détecteurs silicium (de l'ordre de 50 nm) est également négligeable.

Faisceau	$E_{inc}$	$\Delta E$ Cible (1)	$E_{elas}$	$\Delta E$ Cible (2)	Perte d'énergie (MeV)							$E_{res}$
					Mylar	CF <sub>4</sub>	Mylar	CF <sub>4</sub>	Mylar	CF <sub>4</sub>	Mylar	
	(MeV)	(MeV)	(MeV)	(MeV)	1.5μm	1.5mm	0.9μm	60mm	0.9μm	1.5mm	1.5μm	(MeV)
Cible : <sup>197</sup> Au 150 μg/cm <sup>2</sup>												
<sup>86</sup> Kr	570	1.22	540	1.3	10.1	0.8	6.1	31.4	3.1	0.8	5.2	481
<sup>129</sup> Xe	994	2.06	917	2.2	17.5	1.3	10.6	51.9	5.4	1.3	9.0	818
<sup>238</sup> U	1575.56	3.66	1353	3.8	35.4	2.4	21.3	94.8	10.7	2.5	17.8	1164
Cible : <sup>197</sup> Au 9.65 mg/cm <sup>2</sup>												
<sup>86</sup> Kr	570	77.1	468	83.9	11.2	0.9	6.8	34.8	3.5	0.9	5.8	320
<sup>129</sup> Xe	994	129.764813	799	139.9	19	1.4	11.5	56.3	5.8	1.4	9.7	554
Fragment de fission typique de <sup>238</sup> U+ <sup>nat</sup> Ni												
<sup>176</sup> Re	600	–	–	82.3	29.2	2.	17.5	84.0	8.5	2.	14.1	361

TABLEAU 3.11 – Détail des pertes d'énergie en fonction des matériaux traversés pour la diffusion élastique du projectile vers le télescope 2 ( $\theta = 20^\circ$ ) à travers des cibles d'or de 150  $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  et 9.65 mg/cm<sup>2</sup>, ainsi que pour un fragment de fission typique de  $^{238}\text{U} + ^{nat}\text{Ni}$ . Pour ce dernier point, la non prise en compte d'un bombage des fenêtres des chambres à ionisation conduit à une surestimation de la valeur calculée de  $E_{res}$  de 8.3 MeV, soit 2.4%.

### 3.3.6 Problèmes d'identification : défauts de champ dans les BIC

Les électrodes de linéarisation du champ dans les BIC (anneaux de dégradé de potentiel), visibles sur la photo 2.10(b), ne corrigent pas parfaitement le champ dans la zone active et des défauts importants subsistent sur une distance de l'ordre du pas entre deux bandes, soit 5.08 mm. La collection des électrons est moins bonne dans ces régions, et on observe une dépendance périodique de la réponse de la chambre en fonction de  $y$ , qui perturbe l'identification en  $Z$ . Par ailleurs, la réponse des chambres est très dégradée près des bords en  $x$ , les ions pouvant alors passer dans des régions où le champ est mal défini sur toute la longueur de leur parcours.

Les artefacts décrits dans les deux sections suivantes pourraient être éliminés, ou au moins réduits, en éloignant (le long de la profondeur des chambres) les anneaux de dégradés des bords de l'anode.

#### 3.3.6.1 Variations de la réponse des BIC selon la direction du champ : Oscillations en $y$

Lorsque l'on sélectionne une partie d'une zone peuplée du plan  $(Z, E)$ , on constate de violentes oscillations de la réponse en position en  $y$  d'un pas  $\approx 5$  mm, alors qu'une sélection plus large dont les limites passent dans des zones peu peuplées ne montrent pas de tels défauts.

Cet effet peut être relié à la réponse  $\Delta E$  des chambres. En effet, lorsque l'on observe la corrélation entre la position moyenne  $y$  et la perte d'énergie dans la chambre  $\Delta E$  pour le même type de sélection d'événements, on retrouve ces oscillations (figure 3.19). L'effet sur la sélection en  $Z$  provient du fait que  $\Delta E$  des chambres "oscille" autour d'une valeur moyenne, causant des oscillations du  $Z$ ; une coupure franche dans ces oscillations sélectionne de manière plus ou moins nette la partie haut ou bas  $\Delta E$ , cet effet étant négligeable lorsque le nombre d'événements près de la coupure est faible devant le nombre total d'événements sélectionnés.

Nous avons vérifié par une simulation électrostatique de la réponse des BIC que les bandes aluminisées sont bien responsables de ces oscillations. La figure 3.20, issue de la résolution de l'équation de Poisson sur un maillage présente l'importance relative de la composante de champ transverse dans une région étroite, très près des bandes. Cette composante du champ provoque une perte de collection des électrons, et donc un signal dont l'amplitude varie avec la même période. La perte d'énergie de l'ion dans l'épaisseur de matière supplémentaire que sont les bandes d'aluminium ( $\approx 0.3 \mu\text{m}$ ) n'est pas suffisante pour être à l'origine des variations de la réponse en fonction de  $y$ . Il est ainsi certain que les défauts de champs près des anneaux de dégradé de potentiel sont bien à l'origine des oscillations.

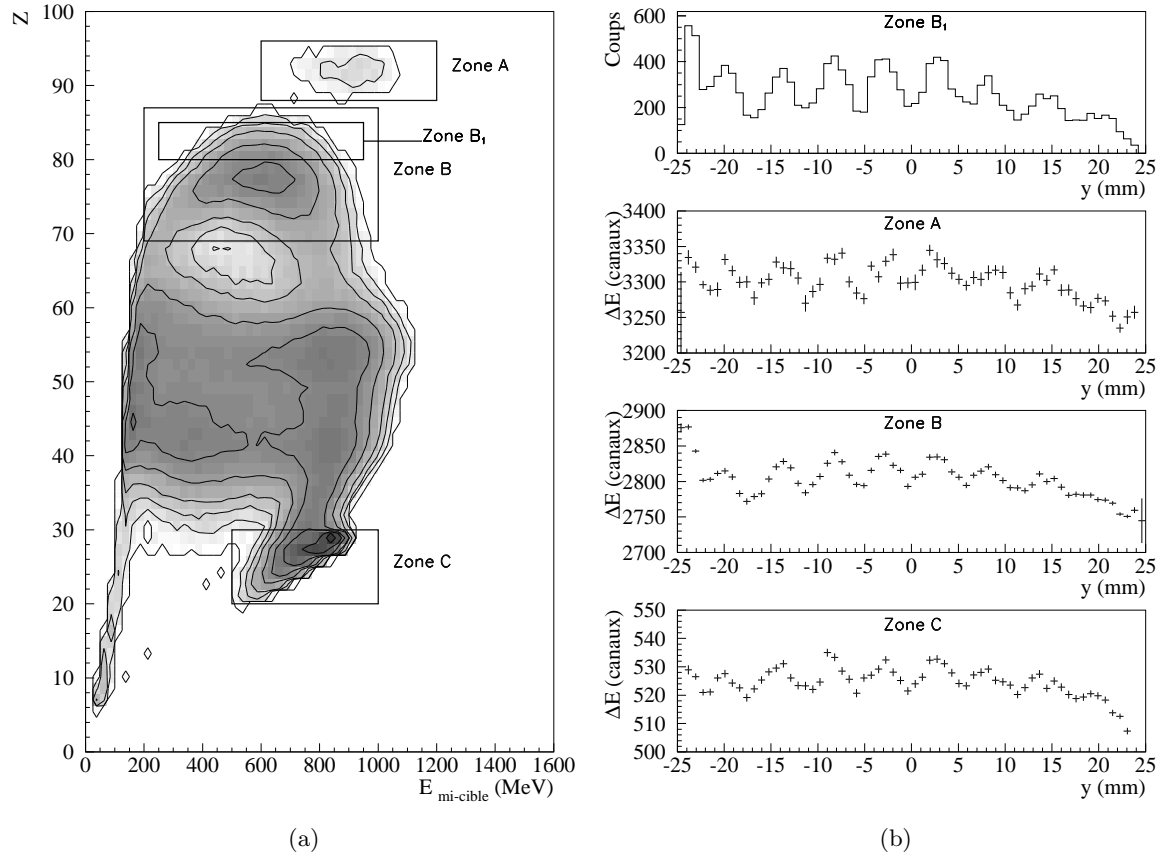


FIGURE 3.19 – Illustration de l'effet des bandes sur T2. (a) : Définition des zones dans le plan  $(Z, E)$ ; (b) : En haut, distribution en  $y$  des événements sélectionnés dans la zone  $B_1$ . Les trois histogrammes suivants correspondent, pour les zones définies en (a) à la distribution moyenne de  $\Delta E$  en fonction de  $y$ .

La variation de  $\Delta E$  avec  $y$  pour les événements de la zone B est de l'ordre de  $\pm 1\%$ , ce qui correspond pour ces  $Z$  très lourds à une indétermination de l'ordre de  $\pm 1 Z$ . Lorsque les limites des contours utilisés passent dans une région où le comptage varie rapidement avec  $Z$ , et que le comptage dans les régions frontalières représente une fraction importante du comptage total, cette indétermination de  $1\%$  sur la perte d'énergie peut se traduire par une variation du comptage en fonction de  $y$  pouvant atteindre  $50\%$ , comme le montre la courbe du haut (zone B1) de b).

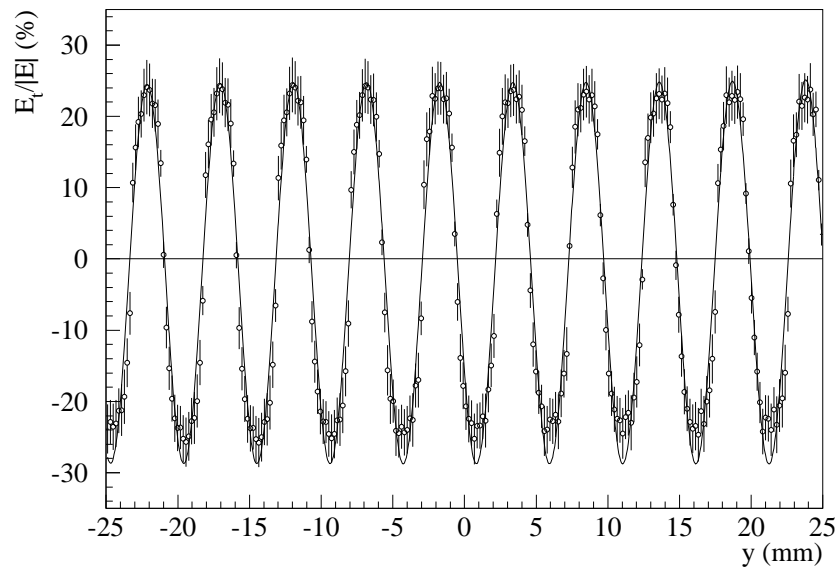


FIGURE 3.20 – Importance relative de la composante transverse du champ électrique dans une région de  $\pm 1$  mm le long des anneaux de dégradé de potentiel, à l'intérieur de la chambre, en fonction de la coordonnée  $y$  des SiB.

La correction choisie est une fonction sinusoïdale, dont l'amplitude et la fréquence ont été ajustées sur la perte d'énergie (en canaux) dans la BIC de T3<sup>1</sup> pour ne pas être gêné par la distribution angulaire des événements. Ce choix a également permis de mettre en lumière une perte de signal près de la cathode, que nous avons corrigé par l'ajout d'un terme en  $y^3$  au dessus d'une certaine valeur en  $y$ . La forme de cette fonction est la suivante :

$$f = \Delta E_0 \times (1 + \alpha \times y^3) \times (1 + \beta \times \sin(2\pi \frac{y - \delta}{p})) \quad (3.9)$$

Chaque coefficient a été déterminé séparément : la période  $p$  et l'amplitude  $\beta$  en premier, sur la région en  $y$  où les oscillations sont les plus "propres", puis la dépendance en  $y^3$ ,  $\alpha$ , sur la fin du spectre. L'ajustement a été fait en utilisant les zones de la figure 3.19(a), ainsi que des zones similaires définies sur les pics de calibration.

Les valeurs des coefficients obtenus sont données dans le tableau suivant (3.12) ; les corrections sont illustrées par la figure 3.21. Notons que pour T1, aucune correction de ce type n'a été déterminée, puisqu'il n'existe qu'un type d'événement sur ce télescope (uranium élastique) et qu'aucune sélection fine des événements n'est donc nécessaire.

(a) Télescope 2

	$\alpha$	$\beta$	$\delta$ (mm)	$p$ (mm)
$y < 5.4$ mm	0	$8.1310^{-3}$	1.22	5.60
$y > 5.4$ mm	$1.29710^{-6}$	0	0	0

(b) Télescope 3

	$\alpha$	$\beta$	$\delta$ (mm)	$p$ (mm)
$y < 8$ mm	0	$8.7510^{-3} + 1.0310^{-6} \Delta E_0$	0	5.55
$y > 8$ mm	$2.10910^{-6}$	$8.7510^{-3} + 1.0310^{-6} \Delta E_0$	0	5.55

TABLEAU 3.12 – Valeurs des coefficients pour la correction de l'effet des bandes d'aluminium sur  $\Delta E$  (3.9)

Nous avons estimé que l'amplitude de cette correction est de l'ordre de 0.85%, avec une légère dépendance de cette amplitude en  $\Delta E$  pour T3. Les bandes sur T2 sont excentrées de 1.2mm par rapport au centre de la fenêtre ; ce décalage est inférieur à l'incertitude concernant le positionnement de la feuille de mylar sur laquelle les bandes ont été déposées. De plus, la valeur estimée du pas des bandes ( $\approx 5.6$  mm) est compatible avec la valeur de 5.08 mm ( dimension des masques utilisés pour l'évaporation de ces bandes) si on tient compte d'un étirement de l'ordre de 10% des feuilles de mylar sous l'effet de la différence de pression.

La moyenne de la correction sinusoïdale est nulle sur la largeur du détecteur, mais on s'écarte légèrement des calibrations pour les grands  $y$  : en  $y = 24$ mm la correction en  $y^3$  correspond à 1.8% de la valeur de  $\Delta E$  pour T2 et à 2.9% pour T3. Au total, en faisant l'intégrale de la correction en  $y^3$ , on s'écarte de la calibration en  $\Delta E$  de 0.2% pour T2 et de 0.4% pour T3.

L'effet de la correction est illustré par la figure 3.22. On constate que des oscillations subsistent, en particulier aux positions négatives, et que la correction est insuffisante dans cette région – l'amplitude est néanmoins réduite.

<sup>1</sup>Pour ce télescope,  $y$  coïncide avec  $\phi$ , on attend donc une distribution des événements plate dans cette direction.

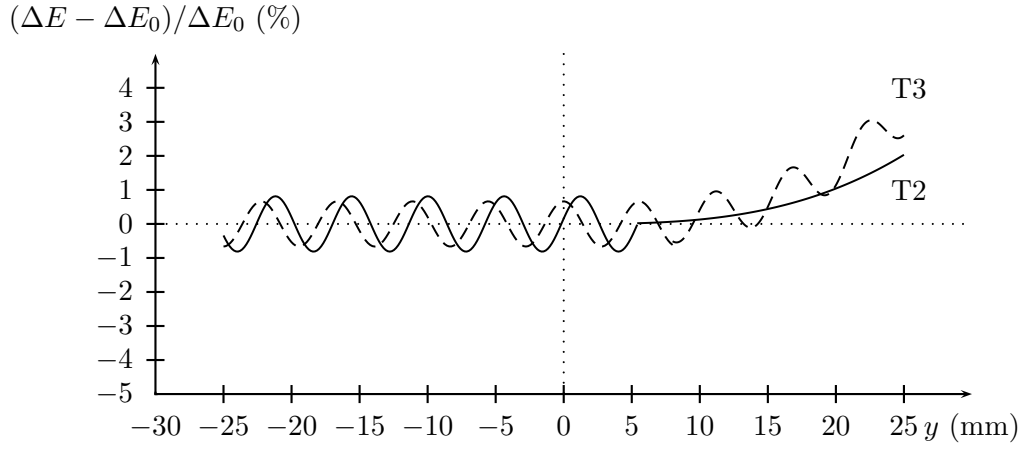


FIGURE 3.21 – Correction sur  $\Delta E(y)$  pour les bandes d'aluminium, pour le télescope 2 (trait continu) et le télescope 3 (trait pointillé). L'ordonnée représente l'amplitude de cette correction relativement à la valeur de  $\Delta E$ . Pour T3, la correction est tracée en milieu de gamme, pour  $\Delta E_0=2048$ .

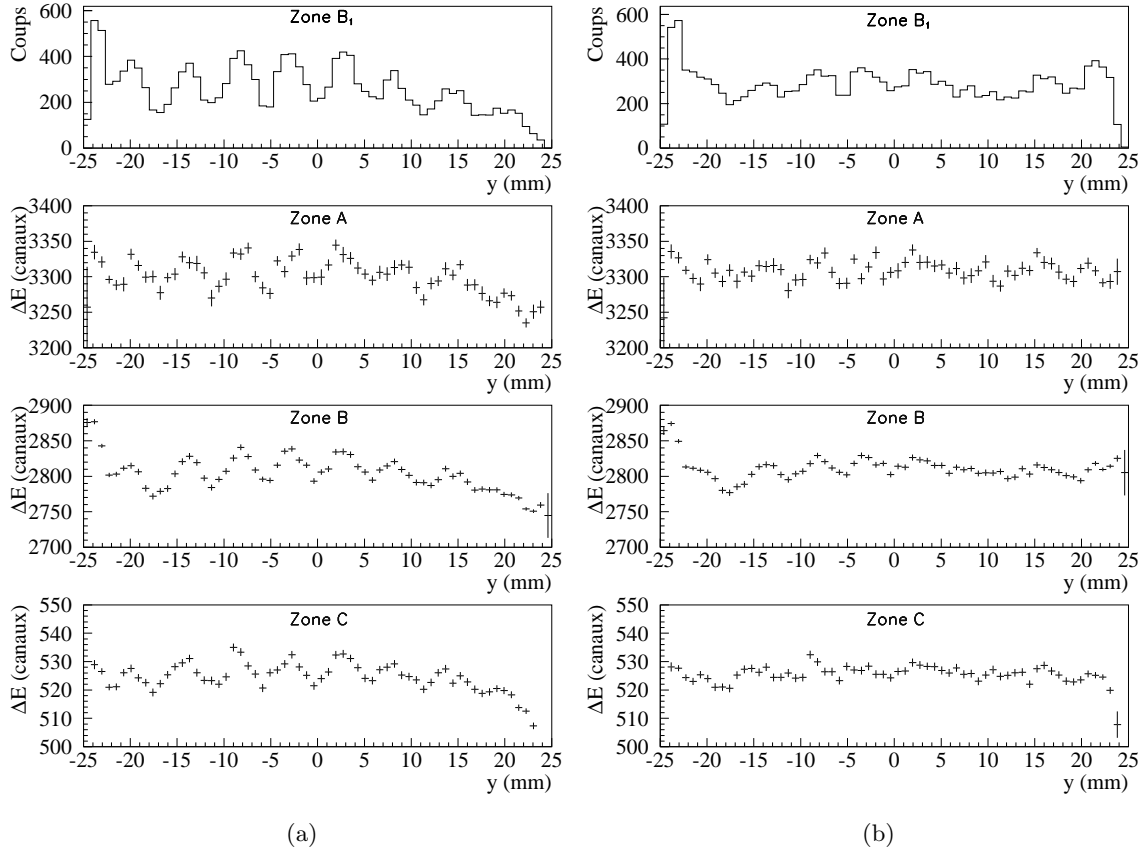


FIGURE 3.22 – Illustration de la correction de l'effet des bandes sur T2. **(a)** : Avant, et **(b)** : après l'application de la correction. En haut, distribution en  $y$  des événements sélectionnés dans la zone  $B_1$  ; les trois histogrammes suivants : pour les zones définies en (a), distribution moyenne de  $\Delta E$  en fonction de  $y$ .

### 3.3.6.2 Effets de bords : dégradation du signal en $x$

Un effet différent apparaît lorsque l'on regarde la dépendance de  $\Delta E$  en fonction de  $x$  ; lorsque la trajectoire de l'ion s'approche des bords ( $\approx \pm 20\text{mm}$  du centre),  $\Delta E$  chute brutalement. Là encore, cette mauvaise réponse des BIC s'explique par des inhomogénéités de champ sur les bords du détecteur. L'amplitude de ces effets selon la direction  $x$  est plus importante que dans la direction transverse, car pour les ions dont les trajectoires sont proches des bords, l'intégralité de leur parcours s'effectue dans une région où le champ est mal défini, alors que selon  $y$  seules les portions de trajectoire à l'entrée et à la sortie de la chambre d'ionisation sont affectées.

Ils apparaissent comme des bavures dans le plan  $(\Delta E, E)$  très visibles sur les pics élastiques, et comme un bruit de fond pour les distributions en  $(Z, E)$  des événements à  $20^\circ$ . Ces événements mal identifiés en numéro atomique peuvent polluer la sélection d'événements dans le plan  $(Z, E)$  ; ils sont éliminés par une coupure à  $\|x\| \leq 16 \text{ mm}$  pour T2 et T3.



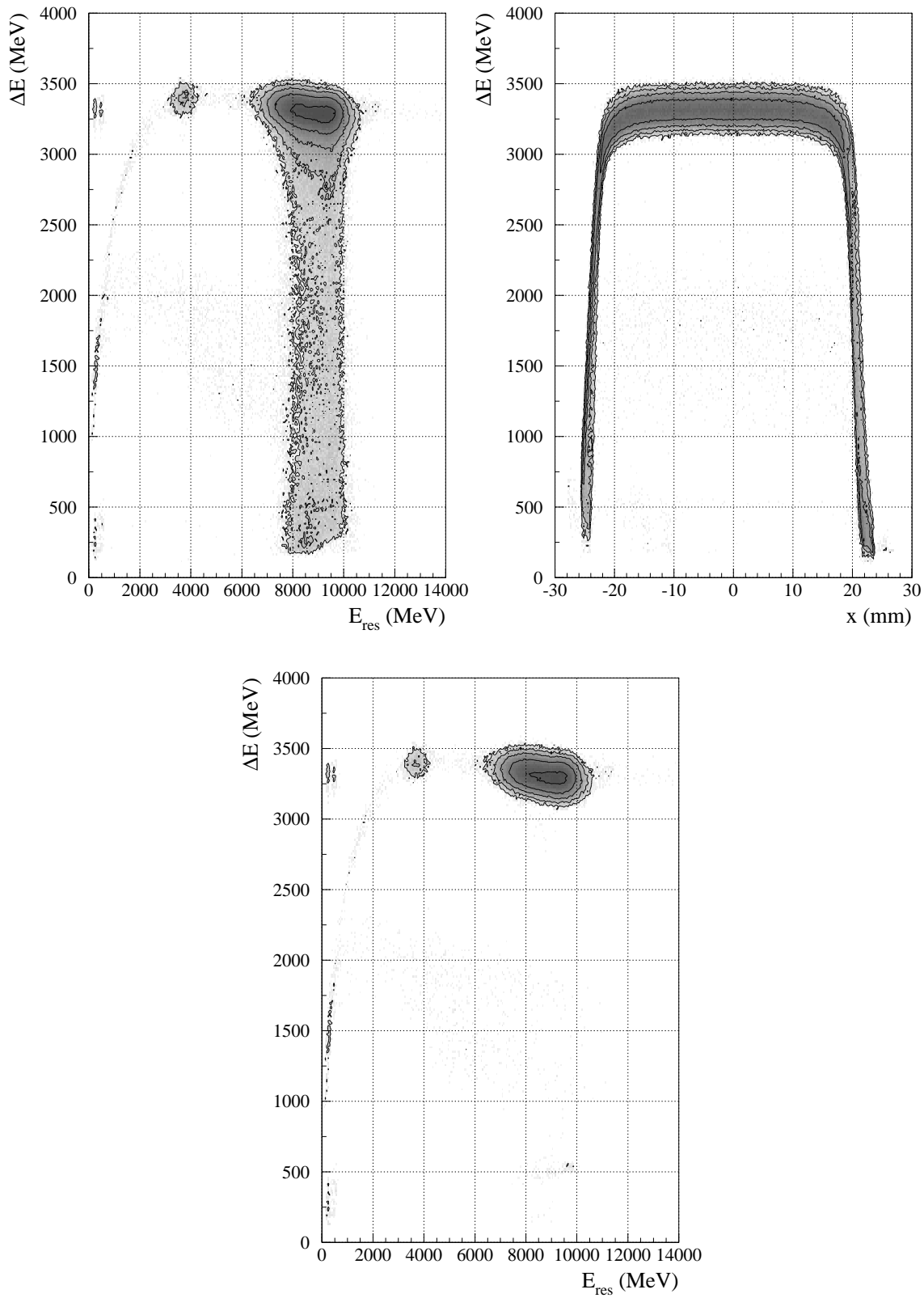


FIGURE 3.23 – Dépendance en  $x$  de la perte d'énergie dans la BIC de T1. Matrice  $(\Delta E, E_{res})$  (a) avant sélection et (b) après sélection  $\|x\| \leq 0.4$ . (c) dépendance de la réponse de la BIC en fonction de la position  $x$  (mm).

### 3.4 Electronique et déclenchement

Comme Indra comprend près de 630 voies, l'électronique associée comporte pratiquement autant de tensions de polarisation, amplificateurs, intégrateurs, codeurs... Les BIC similaires aux ChiO d'Indra du point de vue de l'électronique, ont été directement connectées aux voies d'électronique de ChiO d'Indra non utilisées. Les SiB ont été équipés par des préamplificateurs de charge similaires à ceux d'Indra et les signaux ont été mis en forme par des amplificateurs spécifiques.

Indra fonctionne en mode asynchrone : dès qu'une particule ou un ion est détecté dans un module, les informations concernant cet événement sont gardées en mémoire jusqu'à l'ouverture de la fenêtre de coïncidence, créée par un type d'événement préalablement défini. Un certain délai (fixé) après l'événement, un "point de validation" est généré ; si celui-ci apparaît dans l'intervalle durant lequel la fenêtre de coïncidence est ouverte, les informations du module en question sont conservées (autrement dit, écrites sur bandes). A la fermeture de la fenêtre de coïncidence, l'ensemble des voies est remis à zéro.

Pour pouvoir reconstituer les événements pour lesquels un ion a été détecté dans les télescopes de blocage (reconstruction cinématique et  $Z$  du système fissionnant), il était nécessaire de détecter en coïncidence tous les produits chargés de la réaction. L'acquisition devait être déclenchée par les télescopes de blocage, et comme nous l'avons vu plus haut, ce rôle a été attribué aux chambres à ionisation. Nous avons vu dans la section 2.3.1 que l'instant d'apparition du signal des BIC dépend de la position transverse de la particule ionisante. Dans les conditions d'opération des BIC utilisées lors de l'expérience E416, pour une ionisation se produisant au plus près de la cathode, le temps mis par les charges pour arriver jusqu'à la grille et donc induire un signal sur l'anode est d'environ  $300 \mu\text{s}$ <sup>1</sup>. Ce délai induit un décalage avec les détecteurs d'Indra, plus rapides (Les ChiO d'Indra sont des chambres à champ longitudinal pour lesquelles il n'y a pas de dépendance de l'apparition du signal avec la position) : une partie importante des événements de coïncidence ont ainsi été perdus ( $y \geq 2.8 \text{ cm}$ ,  $t \geq 140 \text{ ns}$ ).

La figure 3.24 illustre ce problème par deux chronogrammes en déclenchement par les BIC. Celui du haut représente la situation où l'ion passe relativement près de l'anode ; le signal dans la BIC (ligne BIC) apparaît à peu près au même moment que dans Indra (ligne Discri. Indra), ce qui permet au point de validation d'Indra (ligne val. Indra) d'arriver à l'intérieur de la fenêtre de coïncidences ouverte par le signal ayant déclenché l'acquisition (ligne FC). L'événement comprenant les deux ions est alors validé, et les tampons remis à zéro après écriture.

Le deuxième chronogramme représente la situation où le temps de dérive des électrons est supérieur à  $\approx 140 \text{ ns}$ . Le point de validation d'Indra arrive avant l'ouverture de la fenêtre de coïncidence, et n'est donc pas accepté. L'événement écrit ne comprend alors qu'un seul ion (celui détecté dans le télescope), l'autre ion étant effacé à la remise à zéro des tampons.

Nous avons perdu de cette manière environ 65% de la surface des télescopes en coïncidences (figure 3.25 et tableau 3.4).

<sup>1</sup>A une pression de 30 torr, la vitesse de dérive des électrons dans le  $\text{CF}_4$  est de l'ordre de  $20 \text{ cm}/\mu\text{s}$  [68]

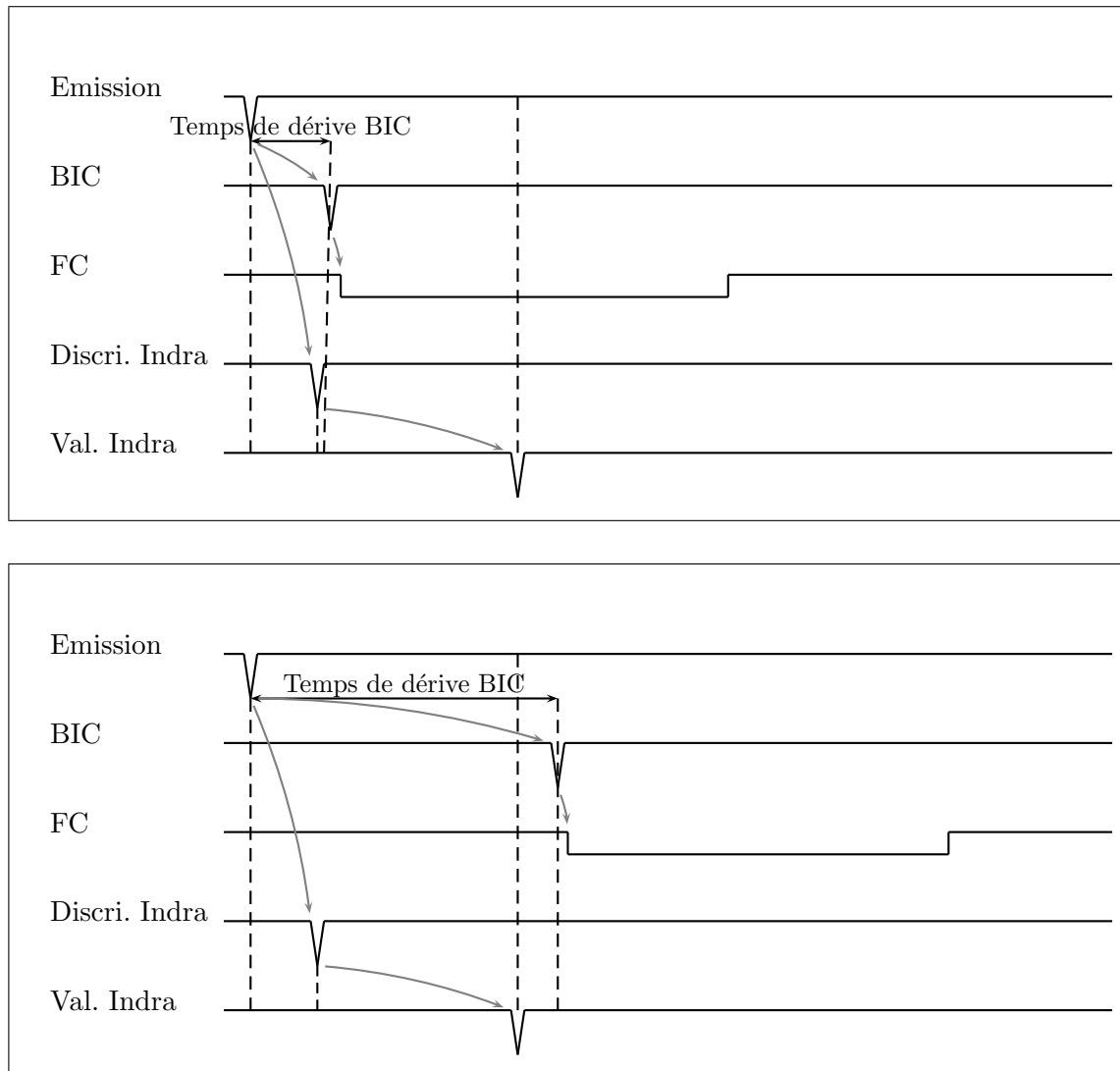


FIGURE 3.24 – Chronogramme, déclenchement par les BICs. En haut, événement côté Indra non rejeté; en bas, fragment Indra rejeté (voir texte).

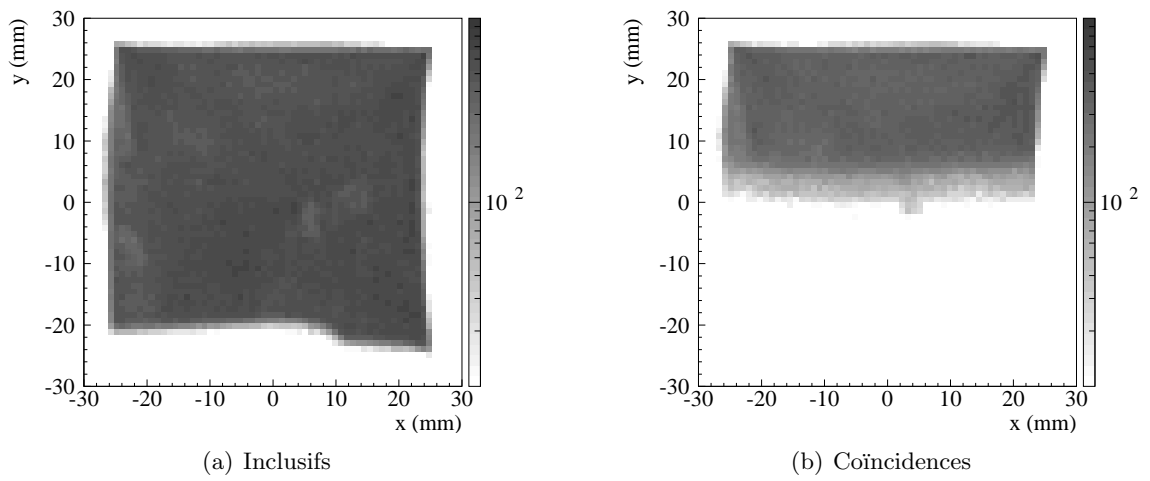


FIGURE 3.25 – Ouverture du télescope 2 en inclusifs et en coïncidences.

### 3.5 Principe de constitution des creux de blocage

L'information sur le temps de réaction, pour un type de réaction sélectionné au préalable, est extraite de la forme du creux de blocage à une dimension. Celui-ci est construit par l'intégration du nombre d'événements sur des couronnes centrées sur l'axe cristallin, responsable de l'effet d'ombre, en fonction de la distance à celui-ci (figure 3.26).

La distribution angulaire propre au mécanisme de réaction  $\frac{d^2\sigma}{dxy}$ , que l'on obtiendrait avec une cible amorphe, doit tout d'abord être déterminé. Aucune structure cristalline majeure n'étant orientée vers T3, nous avons déterminé  $\frac{d^2\sigma}{dxy}$  sur ce télescope par l'ajustement d'une fonction à deux dimensions. En inclusifs (pas de sélection de la multiplicité de fragments lourds de l'événement), les deux télescopes couvrent la même région en  $\theta$  et la distribution angulaire ajustée sur T3 est transposée à T2 en utilisant la propriété suivante :

$$\begin{aligned} x_{T2} &\approx \vec{u}_\phi \approx y_{T3} \\ y_{T2} &\approx \vec{u}_\theta \approx -x_{T3} \end{aligned} \quad (3.10)$$

En coïncidences, par contre, nous avons vu dans la section précédente que la couverture en  $\theta$  des deux télescopes n'est pas la même puisque  $y$  est alors limité à  $y \geq 7$  mm. La couverture de T3 en  $\theta$  est plus importante que – et inclut – celle de T2, ce qui a permis d'estimer les distributions angulaires malgré le problème de mise en temps. Dans ce cas, la distribution a été considérée plate en  $\phi$  et l'ajustement n'a été effectué que sur  $\theta$ .

Il suffit alors de diviser le comptage observé dans le détecteur vers lequel l'axe cristallin est orienté par la fonction d'ajustement de  $\frac{d^2\sigma}{dxy}$  pour obtenir une image ne dépendant plus que de l'effet de blocage lié au temps de la réaction<sup>5</sup>. L'intégration azimutale autour de la direction de l'axe cristallin se fait sur une couronne de largeur  $dr$  placée à la distance  $r$  du centre de l'intersection entre l'axe cristallin et le plan du détecteur, et est normalisée par la surface de cette couronne.

La position  $(x_{axe}, y_{axe})$  de l'axe cristallin, qui doit être connue pour l'intégration, a été déterminée par l'ajustement d'une fonction gaussienne à deux dimensions sur la totalité des événements de chaque run<sup>6</sup> :

$$f(x, y) = C_1(1 - (1 - C_{min})e^{-\frac{(x-x_{axe})^2}{2C_{1/2}^2}}e^{-\frac{(y-y_{axe})^2}{2C_{1/2}^2}}) \quad (3.11)$$

où  $C_1$ ,  $C_{min}$  et  $C_{1/2}$  sont des paramètres à ajuster et qui correspondent respectivement au niveau de la distribution loin de l'axe, au niveau minimum à la position de l'axe, et à la largeur à mi-hauteur de l'effet d'ombre de l'axe. Nous discuterons par la suite de l'effet de l'incertitude sur la détermination de la position de l'axe sur la forme des creux de blocage.

La taille limitée de la zone active du SiB ne permet pas d'effectuer l'intégration autour de l'axe sur des couronnes complètes au-delà d'une certaine limite en  $r$  correspondant à la distance entre le centre de l'axe et le bord de la zone active la plus proche. Pour pouvoir utiliser les événements situés plus loin de l'axe, dans des couronnes tronquées par les bords du détecteur, il faut ajouter un facteur correctif compensant la longueur des arcs manquants. Il est nécessaire de connaître précisément les limites de la zone active pour calculer celui-ci, ce qui nous a amenés à

<sup>5</sup>La présence des plans cristallin n'invalide pas cette affirmation ; leur effet est compensé par les épaulements compensatoires.

<sup>6</sup>Dans ce cas, aucune sélection d'événement (en  $Z$ ,  $E$ ,  $\Delta E$ , ...) n'est faite, afin de minimiser l'erreur statistique.

définir ce que l'on a appelé une “boîte de coïncidences” et une “boîte d'inclusifs”, dont les limites sont ajustées pour éviter au mieux les effets de bord et tiennent compte de l'ouverture différente de T2 en inclusifs et en coïncidences.

Il est évident que l'axe doit être compris dans la boîte pour que l'intégration ait un sens, mais cela n'a pas toujours été le cas en coïncidences et quelques runs n'ont pu être utilisés. La position de l'axe pour les différents runs d'intérêt est reportée sur la figure 3.7, superposée aux limites de la boîte de coïncidences.

Si on appelle la longueur totale des arcs compris à l'intérieur du détecteur  $\Delta\Theta$ , l'intégrale est corrigée d'un facteur  $2\pi/\Delta\Theta$ . Cette correction est très importante pour les événements situés près des coins de la zone active du détecteur et loin de l'axe, car la portion d'arc comprise dans la boîte est alors petite devant  $2\pi$ . Ainsi, pour ces événements l'erreur statistique associée à  $n(r)$  est très importante; nous avons donc limité  $r$  à  $\Delta\Theta \approx 3\%2\pi$  ( $\approx 10^\circ$ ) pour éliminer ces événements peu significatifs statistiquement et situés loin de l'axe.

Pour vérifier que cette procédure n'introduit pas de biais dans la forme des creux de blocage à grand  $r$ , nous l'avons appliquée à une distribution aléatoire uniforme en  $(x, y)$ . La distribution monodimensionnelle qui est calculée est parfaitement constante, aux fluctuations statistiques près (figure 3.27)

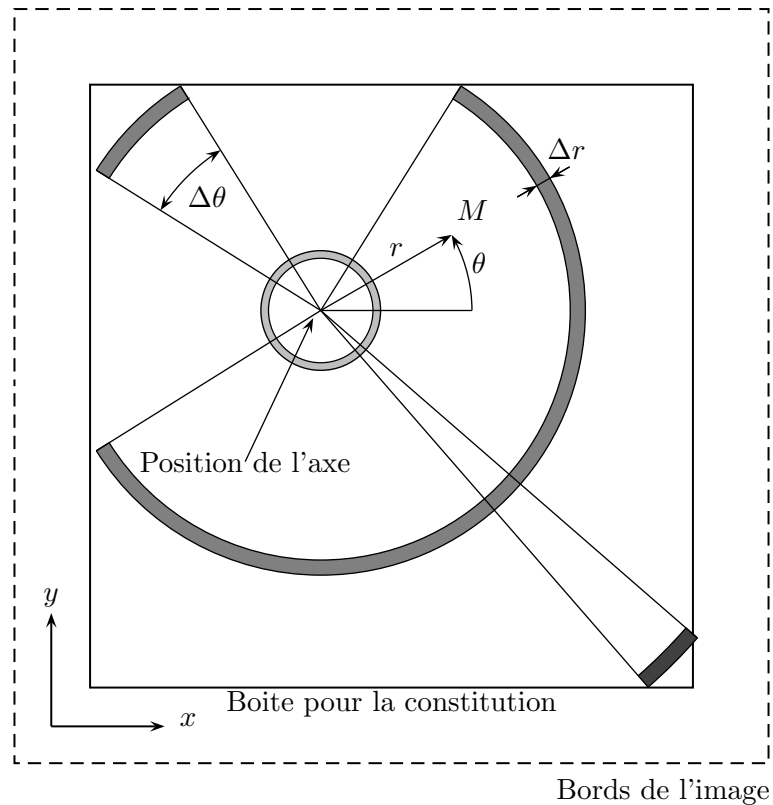


FIGURE 3.26 – Principe de constitution des creux de blocage unidimensionnels.

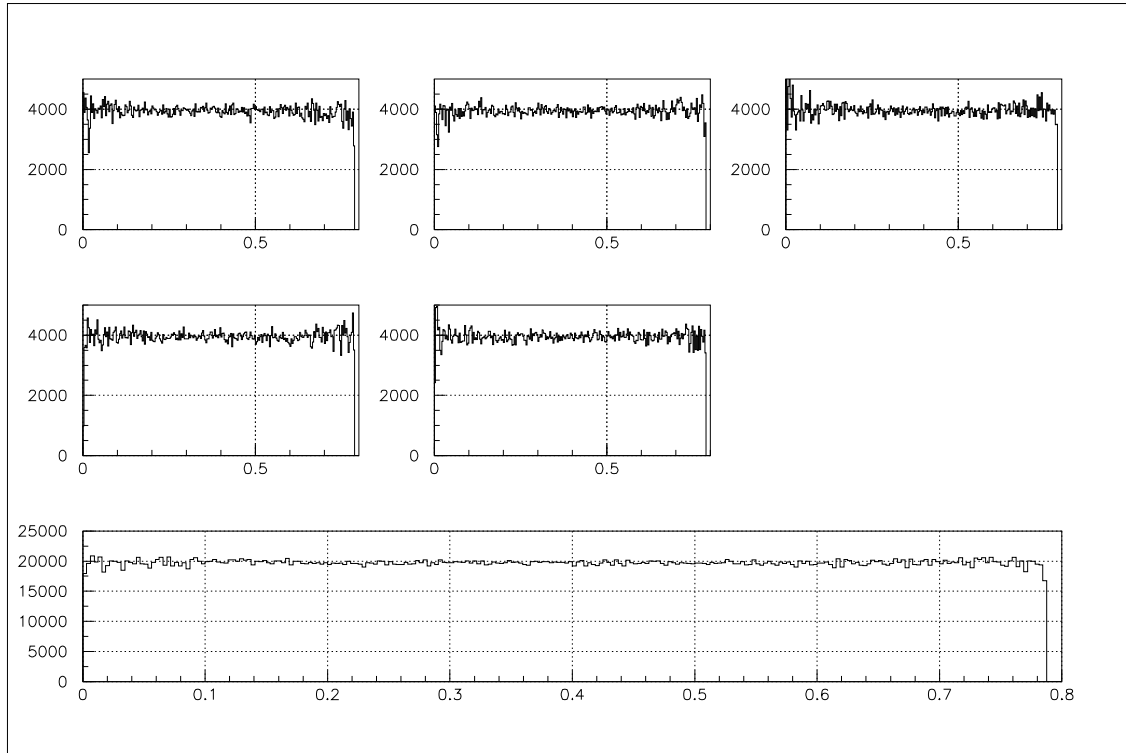


FIGURE 3.27 – Résultat de l'application de la procédure de constitution des creux de blocage. Les cinq premières figures correspondent à la constitution d'un creux de blocage unidimensionnel à partir d'une distribution aléatoire uniforme à deux dimensions  $(x, y)$  comportant chacune  $2 \cdot 10^5$  événements. La figure du bas correspond à la somme des cinq figures du haut. L'axe des abscisses correspond à la distance à l'axe, exprimée en "40 mm", et l'axe des ordonnées au comptage normalisé par la surface effective des arcs de couronne (voir texte), exprimé en nombre de coups.

Ces figures ont permis de vérifier qu'aucun biais n'est introduit par la procédure de constitution des creux de blocage : une distribution uniforme des événements dans le plan  $(x, y)$  correspond bien à un creux de blocage plat.

Les fluctuations statistiques du comptage, aux plus petites distances à l'axe, illustrent l'importance de disposer d'une statistique importante pour estimer correctement la forme des creux de blocage. Ces fluctuations ne proviennent ici que de la diminution de la surface des couronnes d'intégration lorsque l'on s'approche de l'axe ; expérimentalement, elles sont amplifiées par l'effet de blocage.

### 3.5.1 Impact des différentes indéterminations

Comme mentionné précédemment, la position de l'axe a dû être estimée pour chaque mesure. En effet, la direction de l'axe cristallin a été changée régulièrement afin de suivre l'endommagement de la cible par le faisceau, en orientant l'axe  $\langle 110 \rangle$  vers T1. Comme le nombre d'événements pour chaque mesure est faible, il a fallu sommer les mesures afin de pouvoir constituer des creux de blocage avec le moins d'erreur statistique possible. Ainsi, la détermination correcte de la position de l'axe est importante pour la détermination correcte de la forme des creux.

Toutefois, malgré un contrôle visuel de la position obtenue par ajustement, le peu de statistique disponible pour chaque impact sur la cible ne permet pas une détermination très précise de  $(x_{axe}, y_{axe})$ , et l'erreur typique de l'ajustement est de l'ordre de  $0.1^\circ$ .

La sommation des creux de chaque run, chacun possédant une erreur sur la position de l'axe différente, induit une déformation des creux de blocage. Celle-ci a été étudiée par des simulations. En partant d'une fonction ajustée sur creux de blocage issu de simulations, un creux de blocage "brouillé" a été constitué en considérant une série aléatoire d'erreurs ( $\pm 0.1^\circ$  autour de la position réelle de l'axe) puis en sommant les creux en tenant compte de cette erreur. Ces tests ont été réalisés pour plusieurs formes de creux, différant par les valeurs de  $\psi_{1/2}$  et  $\chi_{min}$ .

Le  $\chi_{min}$ , qui renferme l'information en temps, n'est pratiquement pas modifié par ce brouillage (figure 3.28), mais la forme des creux varie en fonction de la largeur initiale (figure 3.29), ceux-ci prenant un aspect d'autant plus triangulaire qu'ils sont étroits initialement.

On a vu dans la section 3.2.2 que l'erreur résiduelle moyenne provenant de la correction des non-linéarités en positions est de l'ordre de 0.3 mm, ce qui correspond à environ  $0.02^\circ$  : cette erreur est négligeable devant l'erreur sur la position de l'axe, estimée à  $0.1^\circ$  au maximum.

Par ailleurs, on sait que les équivalences de l'expression 3.10 ne sont rigoureusement exactes qu'au centre des détecteurs de blocage. Cependant, les distributions angulaires varient peu sur la surface des détecteurs, et sont estimées dans la partie centrale pour éviter les effets de bord, là où les écarts à 3.10 sont les plus faibles. Ces erreurs ne jouent pas sur la détermination de la position de l'axe. Elles valent, au maximum (près des bords du détecteur), de l'ordre de 1 à 1.5 mm (de  $0.06^\circ$  à  $0.09^\circ$ ) mais sont nulles au centre.

De toutes les indéterminations et erreurs systématiques considérées, celle attendue comme devant causer le plus de problèmes est l'indétermination sur la position de l'axe cristallin. Cependant, même si la valeur de  $0.1^\circ$  est très proche de  $\psi_c = 0.123^\circ$ , elle doit être considérée comme une valeur maximale et rarement atteinte. Nous venons de voir que cette incertitude conduit à un changement de forme des creux, mais pas du  $\chi_{min}$ , qui est la donnée la plus importante dans notre cas puisqu'elle renferme l'information en temps.



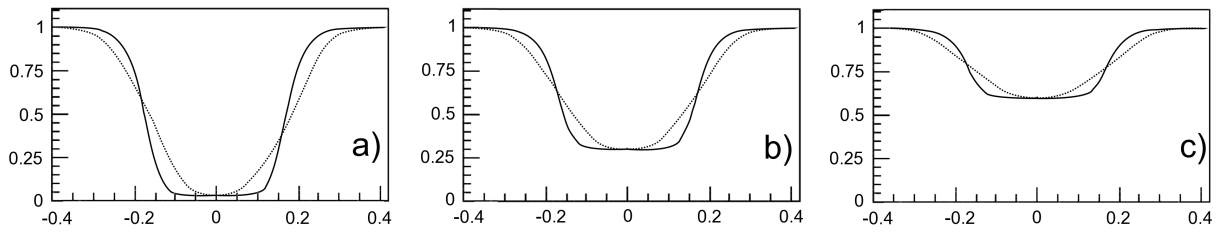


FIGURE 3.28 – Effet de la mauvaise détermination de la position de l'axe en fonction de  $\chi_{min}$ . **a)**  $\chi_{min}=3\%$ , **b)**  $\chi_{min}=30\%$ , **c)**  $\chi_{min}=60\%$ . La fonction originale est tracée en traits pleins, et le creux brouillé en pointillés (voir texte).

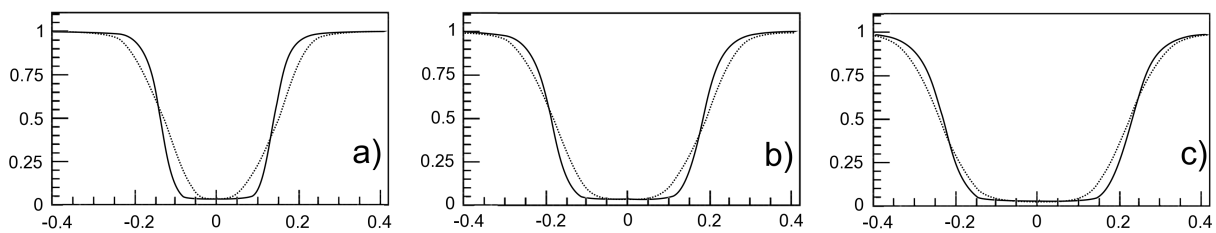


FIGURE 3.29 – Effet de la mauvaise détermination de la position de l'axe en fonction de  $\psi_{12}$ . **a)**  $\psi_{12}=0.17^\circ$ , **b)**  $\psi_{12}=0.23^\circ$ , **c)**  $\psi_{12}=0.29^\circ$ . La fonction originale est tracée en traits pleins, et le creux brouillé en pointillés (voir texte).

## Chapitre 4

### Analyse et résultats

#### 4.1 Introduction

Dans la première partie de ce chapitre, nous décrivons comment, à partir de la distribution en  $Z$  et en énergie des fragments chargés détectés à  $20^\circ$ , nous avons pu identifier et isoler différents mécanismes de réaction. Cette sélection a été faite dans un premier temps sur les données brutes à l'aide de contours tracés sur un spectre bidimensionnel  $(\Delta E, E_{res})$  où  $\Delta E$  et  $E_{res}$  représentent respectivement l'énergie laissée dans la partie active des BIC et dans le SiB du télescope de blocage. A partir des données calibrées en énergie et en numéro atomique, nous avons ensuite sélectionné ces mécanismes par des contours rectangulaires tracés dans le plan  $(Z, E)$ . Cela nous a permis de mettre en évidence des événements provenant :

- de diffusions quasi-élastiques et inélastiques,
- d'un mécanisme de capture de la cible par le projectile,
- ainsi que de la fission du quasi-projectile séquentiellement à une diffusion.

Pour chacun des mécanismes de réaction isolés, nous avons analysé les distributions angulaires autour de  $20^\circ$  et constitué les figures de blocage, que nous présentons ensuite. Les temps très courts associés aux diffusions ( $< 10^{-20}$  s) nous ont permis d'utiliser la figure associée à la détection de la cible quasi-élastique comme référence de temps courts pour l'application de la méthode du blocage cristallin,

Une analyse détaillée des propriétés cinématiques des fragments détectés à  $20^\circ$  et issus de la fission (ou quasi-fission) d'un système composite formé après capture, est présentée par la suite. Celle-ci nous a permis de confirmer la nature du mécanisme mis en jeu.

La sélection des événements complets de fission du quasi-projectile selon leur énergie d'excitation et la constitution des figures de blocage associées, nous ont permis, en nous appuyant sur l'étude du temps de fission de l'uranium en fonction de l'énergie d'excitation de la référence [77], de confirmer la sensibilité de la méthode expérimentale à la présence de composantes de temps longs ( $> 7 \cdot 10^{-19}$  s) dans la distribution.

Les résultats sont discutés dans la dernière partie de ce chapitre. Nous y étudions l'effet des choix faits pour l'analyse et en particulier nous nous intéressons à la robustesse de nos résultats vis à vis de la statistique et du changement de la fonction d'ajustement des creux de blocage.

## 4.2 Caractérisation des événements à 20°

La distribution des événements dans le plan de la corrélation  $(\Delta E, E_{res})$ , entre la perte d'énergie dans la BIC et l'énergie déposée dans le SiB du télescope 2, placé à 20°, est présentée sur la figure 4.1 ; nous y avons défini cinq contours, numérotés de 1 à 5. La figure 4.2 présente quant à elle des contours équivalents définis dans la corrélation  $(Z, E)$  entre le numéro atomique et l'énergie à mi-cible des fragments, obtenue après le traitement des données. La numérotation de ces contours est la même que celle de ceux définis dans le plan  $(\Delta E, E_{res})$ , mais ces sélections sont repérées par des chiffres romains ; nous n'avons pas défini d'équivalent à la zone 5 dans le plan  $(Z, E)$ .

Certaines parties de l'analyse n'ayant pas encore été reprises avec les zones définies sur les données calibrées (I à IV), nous utiliserons la définition des zones de la figure 4.1 pour décrire celles-ci.

Dans cette section, nous procéderons tout d'abord à une description qualitative des événements détectés à 20°, avant d'étudier chaque sélection d'événement de manière plus approfondie. A travers cette étude, nous identifierons les mécanismes à l'origine des événements détectés à l'intérieur de chacun des contours et nous estimeront l'effet de blocage cristallin associé à chacune de ces sélections.

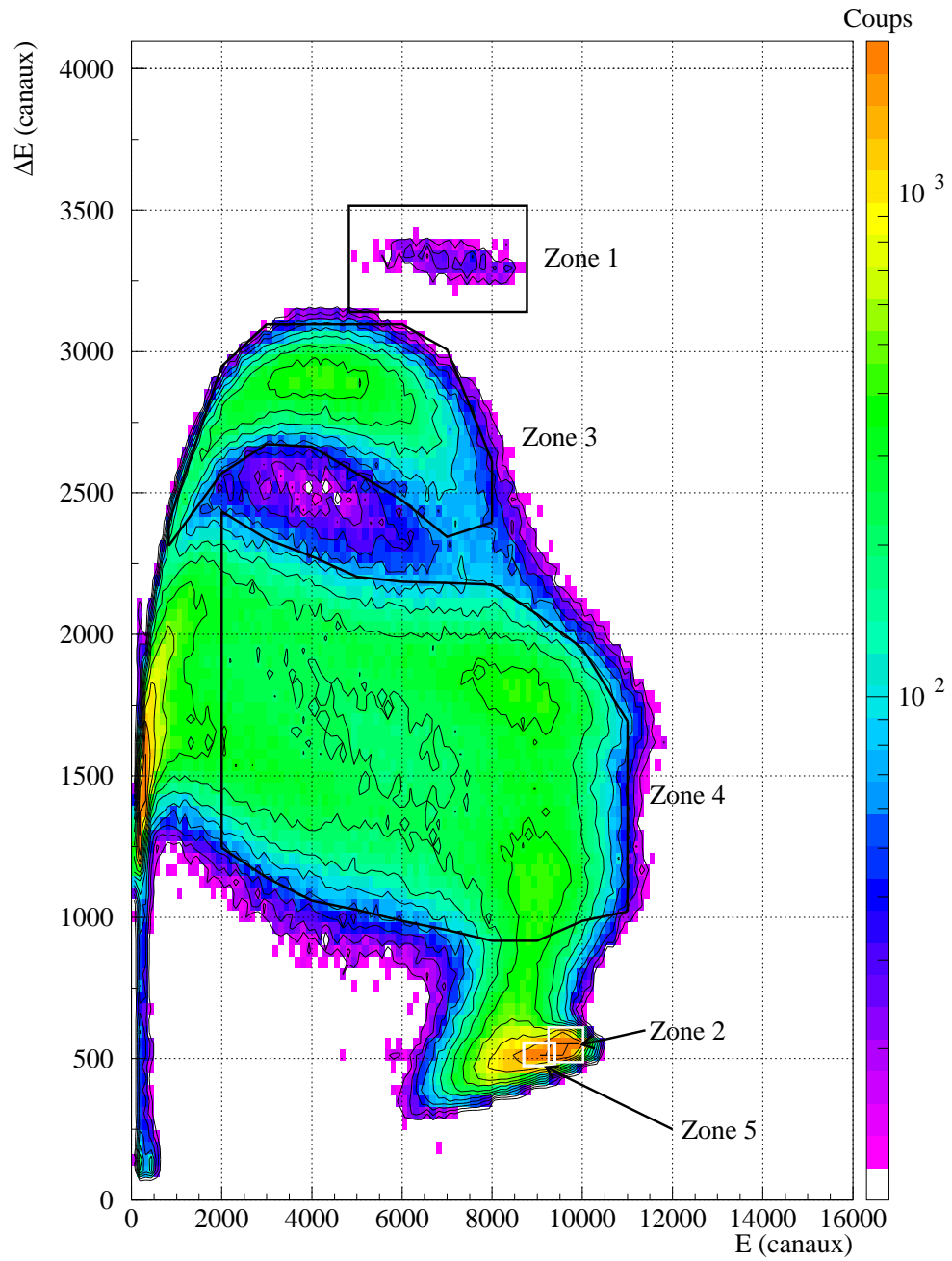


FIGURE 4.1 – Définition des différentes zones identifiées à 20°, définies en inclusifs dans le plan  $(\Delta E, E_{res})$  de la corrélation entre la perte d'énergie dans la zone active de la BIC du télescope 2,  $\Delta E$  et l'énergie résiduelle mesurée dans le SiB, exprimées en canaux.

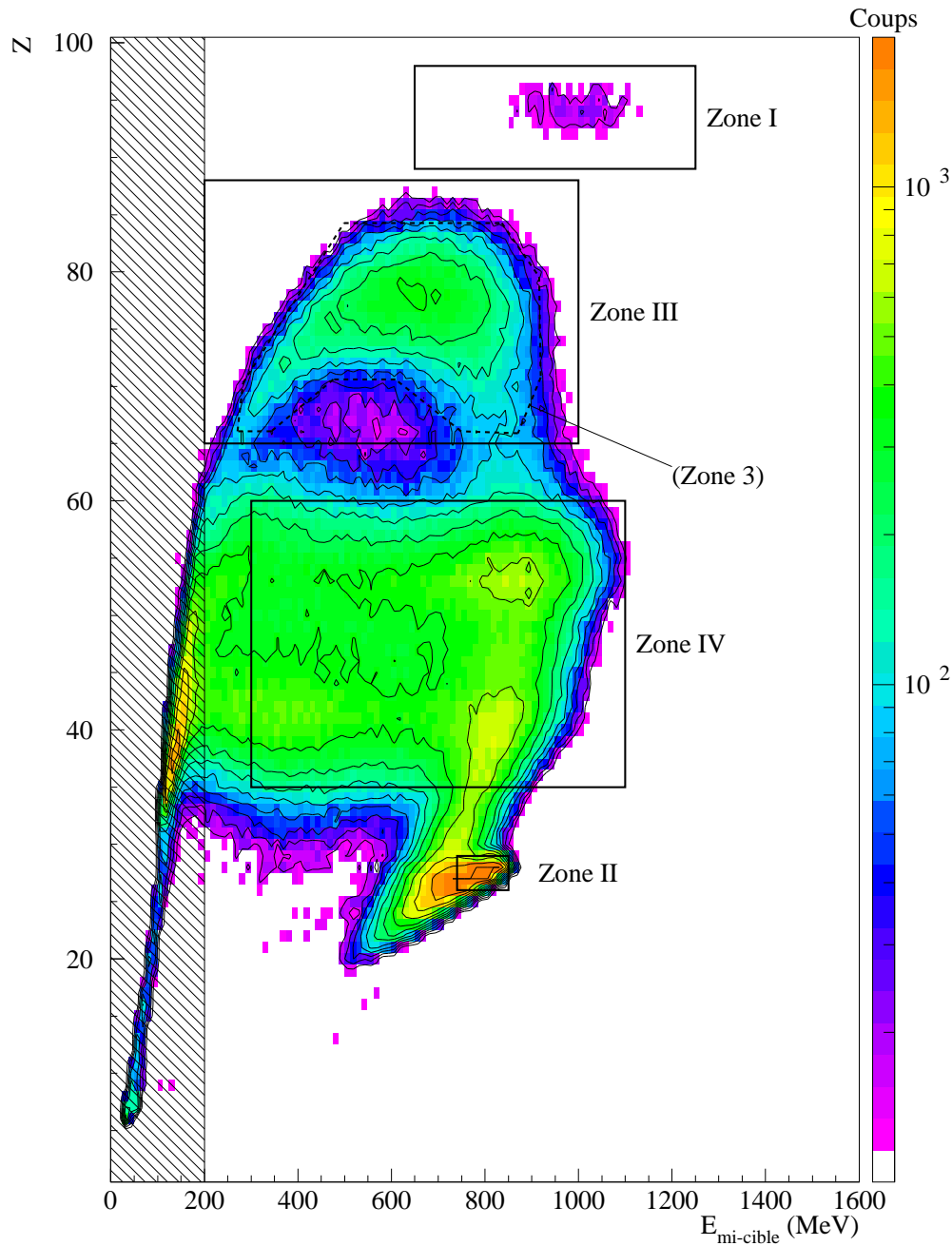


FIGURE 4.2 – Définition des différentes zones identifiées à  $20^\circ$  en inclusifs dans le plan  $(Z, E_{mi-cible})$ , où  $E_{mi-cible}$  est l'énergie du fragment au point de réaction, choisi à mi-épaisseur de la cible. La région hachurée correspond aux événements les plus mal identifiés en charge. La zone 3 a été portée en pointillés sur cette figure pour permettre la comparaison avec les zones définies sur la figure 4.1.

### 4.2.1 Définitions

Nous donnons dans cette sous-section un certain nombre de définitions et de précisions utiles pour l'analyse.

Parmi d'autres critères, les événements sont caractérisés par la multiplicité de fragments lourds détectés. Celle-ci est notée ici  $m$  et correspond au nombre total de fragments lourds (approximativement,  $Z > 15$ ) détectés en coïncidence; un événement pour lequel  $m = 1$  ne contient que le fragment ayant déclenché l'acquisition et un événement ayant  $m > 1$  contient  $m - 1$  fragments en plus de celui ayant déclenché.

Les données exploitées ici ont été obtenues en déclenchement par les télescopes de blocage à 20°, les autres fragments étant détectés dans Indra. En dehors des télescopes de blocage, seules les couronnes 6 à 9 d'Indra, dont les premiers étages sont une chambre à ionisation et un silicium, permettent l'identification en  $Z$  et la mesure de l'énergie des fragments lourds. Comme nous l'avons vu à la section 2.3.2, cette capacité n'est pas utile sur le reste du dispositif car très peu (moins de 5%) de fragments de fission d'un système composite  $^{296}_{120}$  sont attendus au dessus de 45°, la limite supérieure de la couronne 9.

A partir de  $m$ , il est possible d'estimer un "rapport de coïncidence" pour une sélection donnée d'événements. Celui-ci correspond au rapport entre le nombre d'événements pour lesquels  $m > 1$  et le nombre total d'événements ( $m > 0$ ).

Il est important de noter que le rapport de coïncidence est estimé sur la partie supérieure du télescope de blocage ( $y > 7$  mm), à cause des problèmes de mise en temps évoqués dans la section 3.4. Par ailleurs, il est fonction de la couverture angulaire d'Indra, inférieure à  $4\pi$  et dépend de la distribution angulaire des événements que l'on observe; il varie donc selon la sélection d'événements et ne peut jamais atteindre 100%. On peut considérer que la valeur maximale que l'on peut obtenir pour ce rapport est de l'ordre de grandeur de la couverture angulaire d'Indra; entre la limite inférieure de la couronne 6 (14°) et la limite supérieure de la couronne 9 (45°), la part de l'espace couverte par des détecteurs est proche de 92%.

Un autre critère permettant d'identifier un événement est la somme des numéros atomiques des fragments détectés, notée  $Z_{tot}^{lourds}$ . Dans le cas où tous les fragments lourds d'un événement sont détectés,  $Z_{tot}^{lourds}$  correspond au  $Z$  total dans la voie d'entrée, auquel il faut soustraire les  $Z$  emportés par les particules légères chargées et les fragments de masse intermédiaire, pris en compte séparément.

Nous avons dans la section 3.3.4 vu qu'il existe un biais systématique pour l'identification en  $Z$  de fragments provenant de mécanismes de réaction autre que la capture complète suivie de quasi-fission ou fission, dû au choix d'un rapport  $N/Z$  spécifique à ce mécanisme pour le calcul des lignes d'identification. Par exemple, pour la fission de l'uranium ou du quasi-projectile, nous attendons un écart de l'ordre de 1 à 2 unités de charge atomique pour chaque fragment. La valeur expérimentale de  $Z_{tot}^{lourds}$  est alors comprise entre 94 et 96, mais doit être interprétée comme  $Z_{tot}^{lourds} = 92$ . De même, toujours pour ce mécanisme de réaction, si les trois fragments sont détectés (les deux fragments du quasi-projectile ainsi que la quasi-cible), on mesurera une valeur de  $Z_{tot}^{lourds}$  entre 122 et 124, devant être lue comme  $Z_{tot}^{lourds} = 120$ .

Nous avons également vu dans le chapitre précédent que la résolution en  $Z$  des détecteurs est au mieux de l'ordre de  $\pm 1$  unité de charge atomique et que la qualité de l'identification est attendue particulièrement mauvaise près de la "montée de Bragg", à basse énergie. Il est ainsi nécessaire de contraindre la valeur mesurée de  $Z_{tot}^{lourds}$  par la mesure des multiplicités de légers

chargés détectées sur  $4\pi$ , principalement par les CsI d'Indra et ce même pour les événements où la détection des fragments lourds est complète.

Ces multiplicités se répartissent entre particules légères chargées ( $m_{PLC}$ ), de  $Z$  compris entre 1 et 2, et fragments de masse intermédiaire ( $m_{IMF}$ ) compris entre les PLC et les fragments lourds, soit, approximativement de  $Z=3$  à 15.

Les valeurs de multiplicités d'IMF présentées dans ce travail correspondent à une première estimation réalisée en 2004 par M. Morjean sur les données non calibrées et ne sont donc connues que pour les sélections d'événements faites dans le plan  $(\Delta E, E)$ , numérotées de 1 à 5.

Les multiplicités de PLC ont par contre été estimées sur les données calibrées et une correction de l'efficacité de détection par symétrisation par rapport au plan de détection a été appliquée, concernant, d'une part les CsI d'Indra retirés pour la mise en place des télescopes de blocage ainsi que ceux n'ayant pas fonctionné durant l'expérience, et d'autre part les CsI couverts par l'ombre du goniomètre porte-cible (voir la section 2.3.3).

Concernant les creux de blocage, les valeurs de  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$  données par la suite ont été extraites par l'ajustement aux données d'une fonction arbitraire, choisie car elle permet un ajustement acceptable de la forme de l'ensemble des creux de blocage étudiés. Cependant, comme rien n'impose que la forme de l'ensemble des creux puissent être reproduite par une seule et même fonction, les valeurs de  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$  que nous donnons sont donc propres à ce choix et nous les noterons  $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$  pour marquer la différence avec les valeurs réelles<sup>1</sup>. Nous verrons dans la dernière partie de ce chapitre (section 4.5.1) que les variations *relatives*, entre les différentes sélections d'événements, de  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$  que nous avons constatées pour différentes sélections d'événements, sont pratiquement indépendantes du choix de la fonction d'ajustement choisie.

Comme il a été vu dans la présentation de la mise en œuvre de la méthode du blocage cristallin, il est nécessaire pour constituer les creux de blocage, de déterminer la distribution angulaire des événements, équivalente à ce que l'on obtiendrait avec une cible amorphe. Ces distributions angulaires, estimées sur le télescope 3 situé au même angle que le télescope 2 ( $20^\circ$ ), mais dans une direction aléatoire par rapport à la structure cristalline, sont données pour chaque sélection d'événements. Les effets de bords dus aux non-linéarités du champ des chambres à ionisation sont éliminées par une coupure en positions à  $\|x\| \leq 16$  mm pour les creux en inclusifs, et à  $\|x\| \leq 20$  mm pour les creux en coïncidences, la surface des détecteurs étant trop réduite pour imposer une coupure à  $\pm 16$  mm dans ce cas.

---

<sup>1</sup>L'exposant  $G$  est dû au fait que la fonction est construite à partir d'une fonction gaussienne.

### 4.2.2 Identification des différents mécanismes de réaction observés à 20°

On peut isoler sur les figures 4.1 et 4.2 une zone à une énergie et une charge proches de celles de la cible diffusée élastiquement (zone 2, ou son équivalent zone II à  $E \approx 800$  MeV et  $Z \approx 28$ ). Le télescope 2 se situant à 20°, hors de l'angle d'effleurement de la cible ( $\approx 33^\circ$ ), ces événements sont pour l'essentiel produits au cours de diffusions quasi-élastiques, dont les produits, comme on l'a vu dans le chapitre d'introduction, possèdent une masse et une énergie proche de celles obtenues pour la diffusion élastique.

On constate que la distribution de ces événements se prolonge vers des charges et des énergies plus faibles (Zone 5 et au delà), ou dit autrement, qu'elle s'étend vers une asymétrie en masse plus importante que dans la voie d'entrée. Cette contribution plus asymétrique a été observée sur un système très voisin ( $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ ) par Töke et al.[32] comme le montre la figure 1.4, qui présente la section efficace doublement différentielle  $\frac{d^2\sigma}{d\theta_{cm}dA}$  pour ce système, et où la même traîne du pic élastique ( $A = 64$ ) vers des masses plus faibles pour des diffusions de plus en plus inélastiques peut être observée.

Pour des fragments de  $Z$  plus élevés que celui de la cible, on trouve une distribution en énergie beaucoup plus large, allant jusqu'à  $\approx 1000$  MeV et qui s'étend de  $Z \approx 30$  à  $Z \approx 60$ . Cette zone, libellée zone 4 (ou IV) présente deux maxima en  $Z \approx 40$  et  $Z \approx 52$ . Comme la distribution en  $Z$  permet de le supposer, ces événements correspondent à la fission du quasi-projectile d'uranium suite à une diffusion plus ou moins dissipative.

On observe également à haute énergie et à grand  $Z$ , un pic proche du quasi-projectile (Zone 1) ; à la différence de la zone 2, celui-ci est peu peuplé et isolé dans le plan. Le télescope 2 étant à 20°, en dehors de l'angle d'effleurement, il est impossible d'observer des projectiles diffusés élastiquement, mais uniquement des diffusions inélastiques conduisant à des quasi-projectiles excités. Etant donné la grande fissilité des noyaux proches de l'uranium, la plupart de ces quasi-projectiles fissionnent avant d'être détectés et sont observés sous la forme de fragments de fission dans la zone 4, ce qui explique le faible nombre de fragments à  $Z \approx 92$  (zone 1) à 20°.

Entre les quasi-projectiles peu excités et n'ayant pas fissionné de la zone 1 ( $Z \approx 92$ ) et les fragments de fission de quasi-projectiles de la zone 4, on trouve une distribution d'événements de  $Z$  compris entre 60 et 85, bien détachée des composantes voisines, ce qui permet de supposer qu'ils ont été produits par un mécanisme de réaction différent, au travers duquel un transfert de masse important a eu lieu entre le projectile et la cible. On isole ces fragments par un contour, libellé 3 (et III).

La fissilité des noyaux de numéro atomique entre  $Z \approx 82$  et  $Z \approx 92$  permet également d'expliquer l'absence d'événements entre le quasi-projectile (zone 1) et les fragments lourds de la zone 3, contrairement à ce qui est observé entre la quasi-cible (zone 2) et les fragments de fission du quasi-projectile de la zone 4, où la distribution est quasiment continue lorsque l'on considère des  $Z$  plus importants. En effet, ces régions sont peuplées par des mécanismes de plus en plus dissipatifs au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cible ou du projectile, à travers lesquels les fragments acquièrent une certaine énergie d'excitation : pour des  $Z$  autour de 82–92, cela mène à la fission et à l'observation des fragments de fission, tandis que les partenaires de réaction, beaucoup plus légers, sont détectés directement.

Afin de mieux caractériser le mécanisme responsable de la production des fragments très lourds de la zone 3, une étude plus approfondie de ces événements est nécessaire, en particulier une analyse des multiplicités de fragments légers chargés et des fragments lourds, ainsi que des propriétés cinématiques de ces derniers. Cette étude est réalisée dans la sous-section 4.2.5.



On a vu dans le premier chapitre que les diffusions (quasi-)élastiques correspondent à des temps de réaction extrêmement courts ( $\leq 10^{-20}$  s), bien inférieurs à la limite basse de sensibilité de la méthode du blocage cristallin telle que mise en œuvre ici ( $\approx 7 \cdot 10^{-19}$  s). Dans les sous-sections suivantes, nous allons constituer la figure de blocage pour l'ensemble des mécanismes de réaction isolés à  $20^\circ$ . Celles obtenues pour les diffusions quasi-élastiques seront utilisées comme références de temps courts, auxquelles nous pourrons par la suite comparer les creux obtenus pour les autres mécanismes, afin de déterminer l'existence éventuelle d'une composante de temps de réaction s'étendant au-delà de notre limite inférieure de sensibilité, c'est-à-dire au-delà de  $7 \cdot 10^{-19}$  s.

### 4.2.3 Diffusions quasi-élastiques (zones 1, 2 et 5)

#### a) Cible quasi-élastique :

Le creux de blocage associé aux quasi-cibles de la zone 2, équivalente à une sélection  $Z = 27 \rightarrow 28.9$  et  $E = 790 \rightarrow 840$  MeV dans le plan  $(Z, E)$ , est présenté figure 4.3(c), et la distribution angulaire utilisée pour sa constitution sur les figures 4.3(a) et 4.3(b).

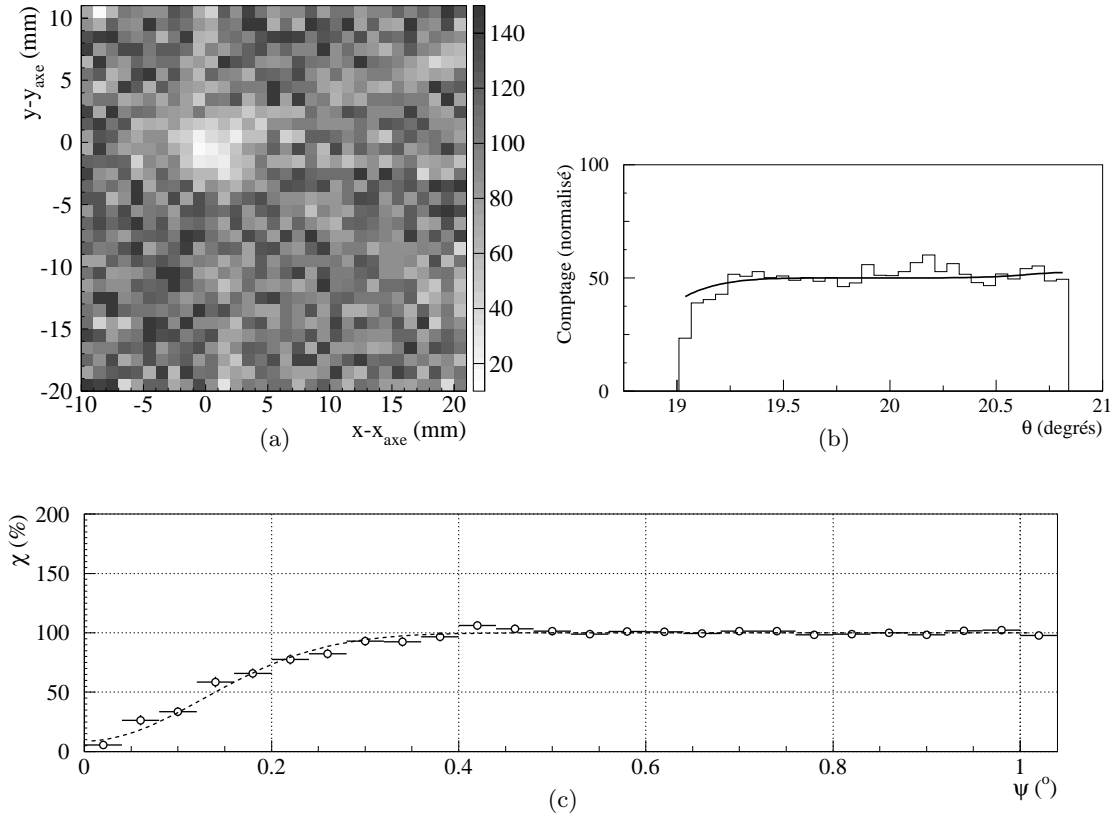


FIGURE 4.3 – Pour les événements de la zone 2 (quasi-cible) de la figure 4.1 :

a) Distribution angulaire expérimentale à deux dimensions (télescope 2), permettant de mettre en évidence l'amplitude de l'effet blocage pour des temps quasi-nuls.

b) Projection sur la direction  $\theta$  de la distribution angulaire (estimée sur le télescope 3, dans une direction aléatoire par rapport à la structure cristalline) utilisée pour la constitution du creux de blocage. L'histogramme représente la distribution des événements, et la courbe un ajustement polynomial. La distribution représentée sur cette figure est normalisée à 50 en  $y = 0$  ( $\theta = 19.91^\circ$ ).

c) Creux de blocage. La courbe correspond à l'ajustement d'une fonction de type "gaussien" (voir la section 4.2.1); les erreurs représentées en ordonnées sont uniquement statistiques. Les barres d'erreur en abscisse représentent uniquement la largeur de canal utilisée pour la constitution de l'histogramme.

Pour toutes les figures de ce type,  $\theta$  représente l'angle entre la direction des fragments et celle du faisceau (voir la figure 3.9) alors que  $\psi$  représente l'angle entre la direction des fragments et la direction de l'axe cristallin.

On constate, en accord avec les temps très courts associés aux diffusions quasi-élastiques ( $< 10^{-20}$  s), un  $\chi_{\min}^G$  très bas pour les événements de la zone 2, de  $8.8 \pm 5.2\%$ .

Bien que le télescope à  $11^\circ$  (T1), situé sous l'angle d'effleurement du projectile élastique,

permette une sélection inambiguë et très propre d'événements de diffusion élastique avec une statistique très importante, nous avons choisi d'utiliser les creux de blocage associés aux diffusions quasi-élastiques à  $20^\circ$  comme référence de temps courts.

En effet, les différentes sélections d'événements que nous avons étudiés sont isolées à  $20^\circ$  et les creux de blocage constitués pour celles-ci incluent plusieurs biais propres au télescope utilisé, comme les non-linéarités résiduelles après redressement et la variation de la réponse en position en fonction de la dose reçue. L'utilisation d'une référence prise sur le même télescope que les creux à analyser permet de prendre en compte ces biais de manière implicite et exacte, alors que l'utilisation d'une référence prise sur un autre télescope demande une caractérisation et une correction précise de ces défauts.

Par ailleurs, les défauts tels que la courbure du cristal ainsi que la divergence angulaire induite, pour les ions émis, par la taille finie de l'impact du faisceau sur la cible, ont un effet sur le niveau de remplissage des creux dans la direction de l'axe (accroissement de  $\chi_{min}$ ), qui est d'autant plus marqué que le creux de blocage est étroit. D'après l'expression 2.2, on s'attend à ce que le creux de blocage associé à  $Z \approx 92$ , large, soit moins sensible à ce défaut que ne l'est celui associé à  $Z \approx 28$ , plus étroit. Ainsi, comme il est nécessaire d'estimer du mieux possible l'importance de ce défaut pour la comparaison entre les creux issus de l'expérience et ceux provenant des simulations (utilisés pour l'interprétation), il est plus judicieux de prendre comme référence un creux intégrant à la fois les informations sur la qualité cristalline et celles sur la courbure du cristal (à travers la valeur du  $\chi_{min}$  et la forme générale du creux).

Ces considérations nous ont amenés à utiliser le creux de blocage associé aux événements de la zone 2 comme référence de temps courts, correspondant au maximum de l'effet de blocage pouvant être observé dans les conditions de l'expérience. Compte-tenu de ce qui précède, tout creux de blocage présentant un  $\chi_{min}$  plus élevé que cette référence (pour laquelle les défauts décrits au paragraphe précédent produisent la plus grande augmentation de  $\chi_{min}$ ) est une indication inambiguë de la présence de temps longs ( $> 7.10^{-19}$  s) parmi les événements sélectionnés.

Comme pour l'ensemble des sélections d'événements dont il est question dans cette section, une étude détaillée des événements en termes de multiplicité, de rapport de coïncidence et de  $Z$  total a été réalisée. Elle n'est cependant pas présentée dans ce mémoire car elle n'apporte rien à la caractérisation présentée ici.

La multiplicité de particules légères chargées (PLC), est estimée à  $m_{PLC} = 3 \cdot 10^{-3}$  et est donc faible, comme on l'attend pour une diffusion quasi-élastique où l'énergie d'excitation des partenaires est réduite. De la même manière, la multiplicité de fragments de masses intermédiaires (IMF) est attendue pratiquement nulle; elle est effectivement négligeable, de l'ordre de  $m_{IMF} = 4 \cdot 10^{-4}$ .

### b) Cible inélastique :

La zone 5 (approximativement,  $Z = 26 \rightarrow 27.8$  et  $E = 725 \rightarrow 780$  MeV) sélectionne des événements de  $Z$  et d'énergie plus bas que ceux des diffusions quasi-élastiques de la zone 2, ce qui nous a permis de dire que ces événements proviennent de diffusions plus dissipatives, inélastiques. On constate, en accord avec cela, un accroissement de la multiplicité de PLC, valant pour cette sélection  $m_{PLC} = 11 \cdot 10^{-3}$ , et signant un accroissement de l'énergie d'excitation des partenaires. La multiplicité de fragments de masses intermédiaires reste quant à elle négligeable, à  $m_{IMF} = 6 \cdot 10^{-4}$ .

L'accroissement de l'énergie d'excitation des partenaires de réaction est également mise en évidence par la comparaison de la distribution en  $Z$  des fragments de fission du quasi-projectile détecté en coïncidence, la fission ayant eu lieu consécutivement à la diffusion. On constate sur la figure 4.4 que la fraction de quasi-projectiles ayant fissionnés symétriquement (observés vers  $Z = 46$ ) est plus importante pour les diffusions de la zone 5 que pour les diffusions quasi-élastiques de la zone 2, signant ainsi l'accroissement de l'énergie d'excitation [47].

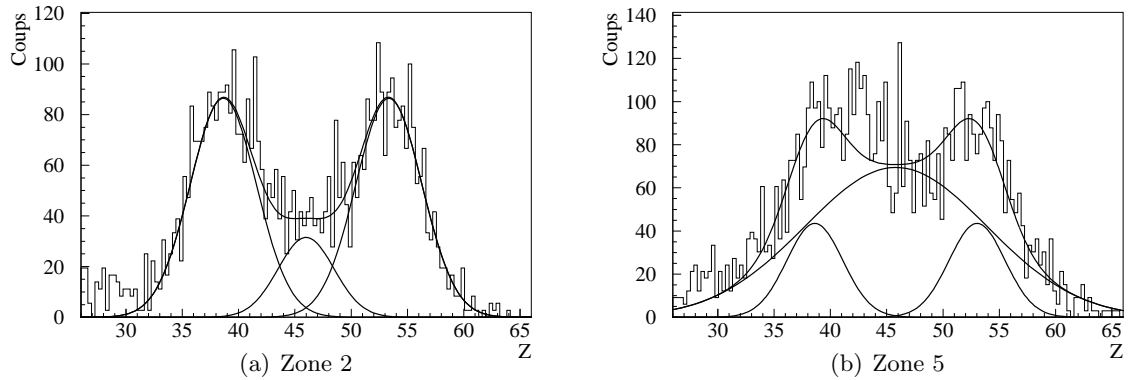


FIGURE 4.4 – Comparaison des distributions en  $Z$  des fragments de fission du quasi-projectile après a) une diffusion quasi-élastique (en coïncidence avec les quasi-cibles de la zone 2) et b) une diffusion plus inélastique (en coïncidence avec les quasi-cibles de la zone 5). On notera l'accroissement de la composante symétrique vers  $Z = 46$  lorsque l'on passe de a) à b). Les courbes superposées ne servent qu'à guider l'œil.

Comme pour les diffusions élastiques et quasi-élastiques, les temps associés aux diffusion inélastiques sont très brefs, inférieurs à la limite de sensibilité de la méthode ( $7 \cdot 10^{-19}$  s) ; le  $\chi_{min}$  de la zone 5 est donc attendu équivalent à celui obtenu pour les diffusions quasi-élastiques de la zone 2. Cependant, l'accroissement de l'émission de particules est susceptible d'affecter le  $\chi_{min}$  de la zone 5 par désorientation des fragments et celui-ci devrait alors être plus élevé que celui de la zone 2. La figure 4.5(c) permet de constater que les  $\chi_{min}$  de ces deux sélections sont toutefois équivalents entre eux : l'effet de l'émission de particules, dans ce cas précis, est négligeable. La valeur obtenue pour les diffusions inélastiques de la zone 5 est  $\chi_{min}^G = 5.7 \pm 5.9\%$ .

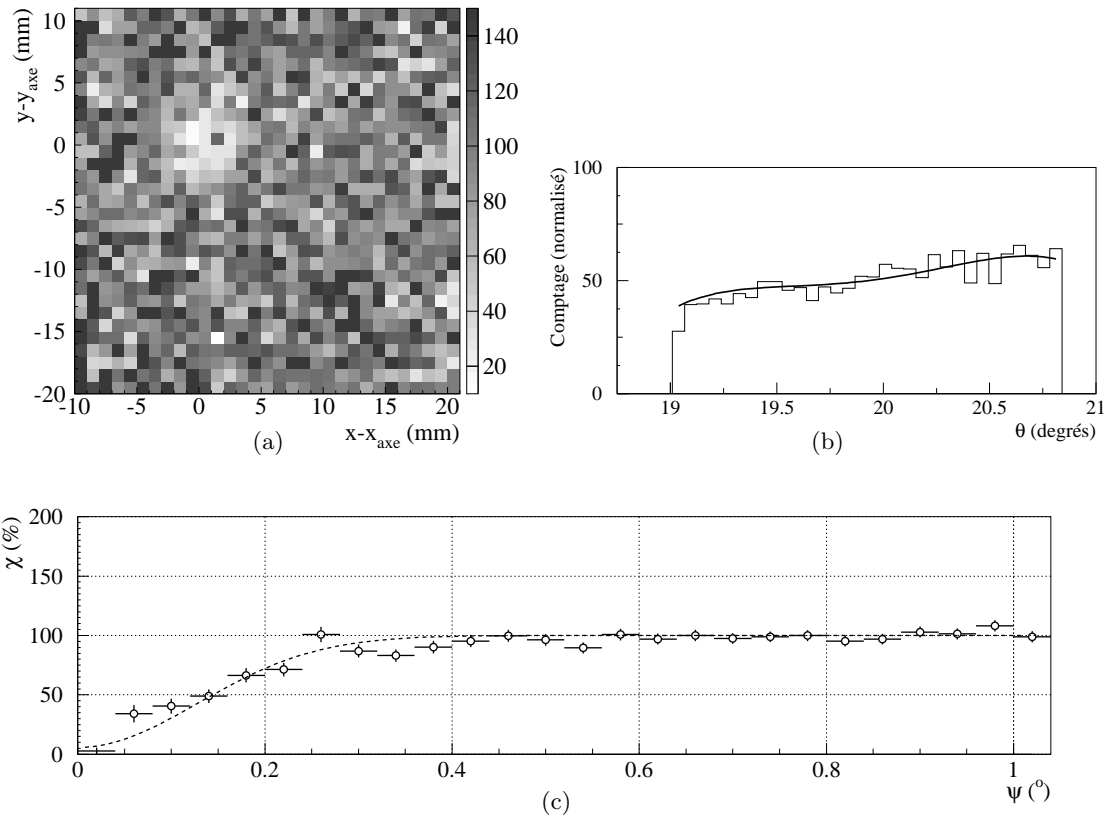


FIGURE 4.5 – Pour les événements de la zone 5 (cible diffusée inélastiquement) de la figure 4.1 :

- a)** Distribution angulaire expérimentale à deux dimensions (télescope 2).
- b)** Distribution angulaire normalisée à 50 en  $y = 0$  ( $\theta = 19.91^\circ$ ) utilisée pour la constitution du creux de blocage a). L'histogramme représente la distribution des événements, et la courbe un ajustement polynomial.
- c)** Creux de blocage. La courbe correspond à l'ajustement d'une fonction de type "gaussien" (voir la section 4.2.1); les erreurs représentées en ordonnées sont uniquement statistiques. Les barres d'erreur en abscisse représentent uniquement la largeur de canal utilisée pour la constitution de l'histogramme.

*c) Projectile quasi-élastique :*

Considérons maintenant la zone 1, située vers  $Z = 92$  et entre  $E = 800$  et  $E = 1100$  MeV ; le  $Z$  de ces événements a permis d'établir qu'ils correspondent à la diffusion quasi-élastique du projectile. De ce fait, l'effet de blocage est attendu équivalent à ceux obtenus pour les quasi-cibles issues de diffusions quasi-élastiques (zone 2) et inélastiques (zone 5).

Comme le télescope 2 est situé en dehors de l'angle d'effleurement du quasi-projectile, très peu d'événements sont observés, ce qui ne permet pas d'estimer de manière fiable la forme du creux de blocage. A cause de la faible statistique disponible, les fluctuations statistiques sont importantes et la reproduction de la distribution angulaire expérimentale est approximative (figure 4.6(b)).

Néanmoins, le creux de blocage semble très creux : pour  $\psi \leq 0.1^\circ$ , pratiquement aucun événement n'est détecté. Le  $\chi_{min}^G$  associé à cette zone est faible mais assorti d'une erreur, essentiellement statistique, très importante, ce qui rend cette zone inutilisable en tant que référence de temps courts, mais est cohérent avec les résultats obtenus pour les cibles diffusées quasi-élastiquement et inélastiquement (voir ci-dessus).

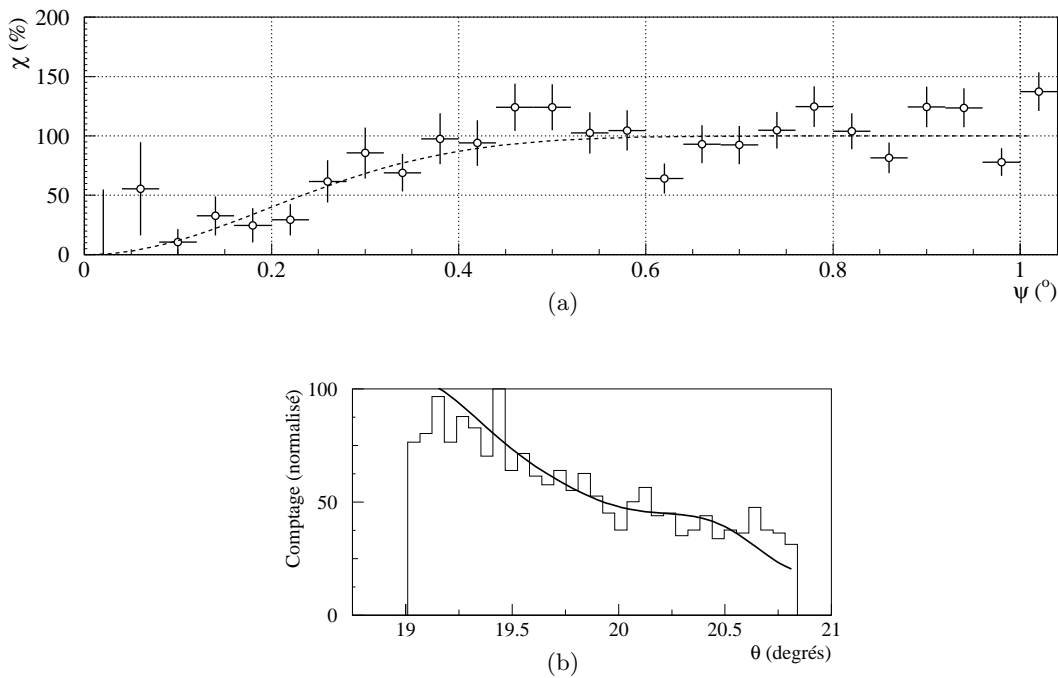


FIGURE 4.6 – **a)** Creux de blocage associé à la zone 1 (quasi-projectile) de la figure 4.1. **b)** Distribution angulaire normalisée utilisée pour la constitution du creux de blocage a). L'histogramme représente la distribution des événements, et la courbe un ajustement polynomial.

#### 4.2.4 Fission séquentielle de l'uranium (Zone 4)

La zone 4, comprise entre  $Z = 35$  et  $Z = 62$  et correspondant au contour de la figure 4.1 (la limite à  $E_{res} = 2000$  canaux est équivalente à  $E_{mi-cible} \approx 160 + 3.5Z$  MeV pour les données calibrées), regroupe essentiellement des événements de fission du quasi-projectile, séquentielle à une diffusion quasi-élastique ou inélastique. Comme ce sont les fragments de fission qui sont détectés dans le télescope de blocage, le  $\chi_{min}$  associé aux événements de cette zone dépend de la distance à la rangée cristalline du quasi-projectile au moment de la fission et donc de son temps de fission.

De part la large gamme de paramètres d'impact mis en jeu, pour des diffusions quasi-élastiques à très inélastiques, la distribution en énergie d'excitation du quasi-projectile fissionnant attendue est très large, ce qui se traduit par une distribution de temps de fission très étendue, allant jusqu'à des valeurs de l'ordre de  $10^{-17}$  s pour les noyaux les moins excités [77]. Par ailleurs, les collisions les plus périphériques et donc les moins dissipatives doivent dominer la section efficace : on attend pour la zone 4 un creux de blocage significativement plus rempli que celui des diffusions quasi-élastiques, marqué par la prédominance des temps très longs associés aux plus petites énergies d'excitation. C'est ce qui est observé, comme en témoigne la figure 4.7(c) ; la valeur obtenue pour cette sélection d'événements est  $\chi_{min}^G = 50 \pm 3\%$ .

D'après la référence [77], la sélection des événements en fonction de leur énergie d'excitation doit permettre de mettre en évidence la variation de  $\chi_{min}$  en fonction de l'énergie d'excitation et ainsi de contrôler les limites de la gamme de sensibilité en temps de la méthode appliquée à notre expérience. Ce travail nécessite une analyse de la cinématique des événements, qui est présentée dans la section 4.4.

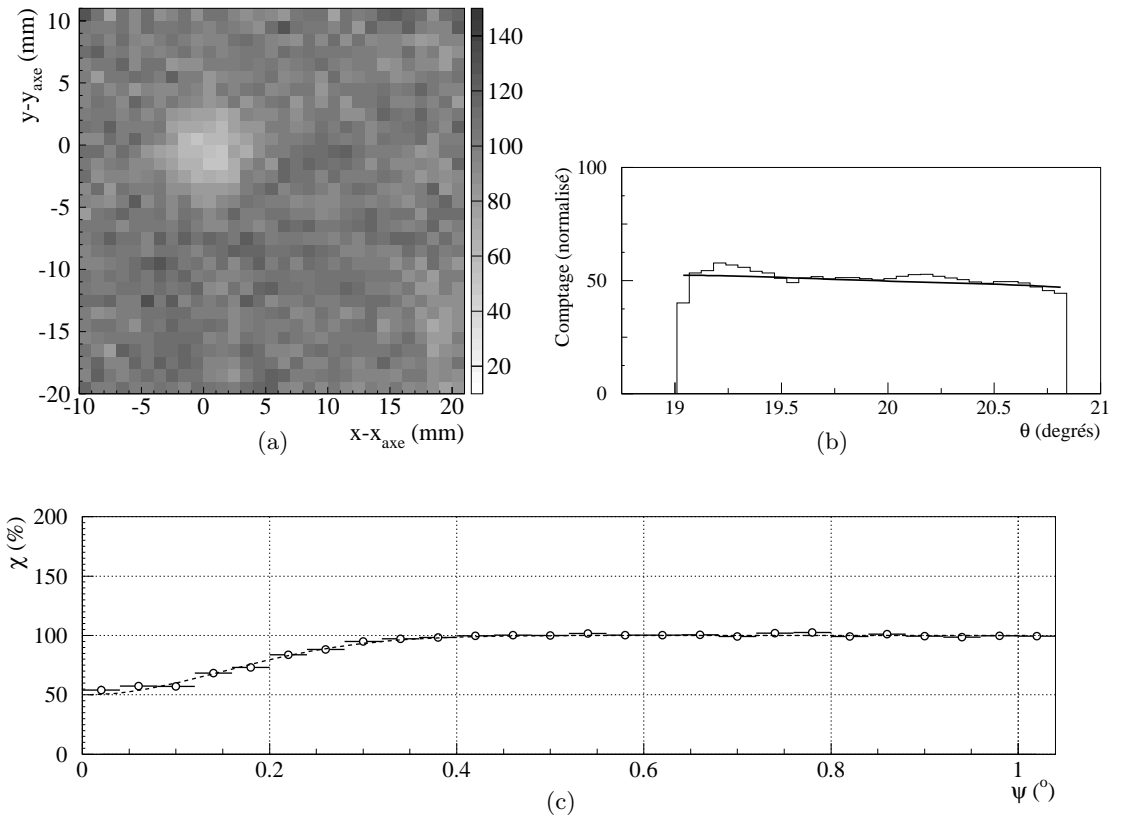


FIGURE 4.7 – Pour les événements de la zone 4 (fission séquentielle du quasi-projectile) de la figure 4.1 :

- a)** Distribution angulaire expérimentale à deux dimensions (télescope 2).
- b)** Distribution angulaire normalisée à 50 en  $y = 0$  ( $\theta = 19.91^\circ$ ) utilisée pour la constitution du creux de blocage a). L'histogramme représente la distribution des événements, et la courbe un ajustement polynomial.
- c)** Creux de blocage. La courbe correspond à l'ajustement d'une fonction de type "gaussien" (voir la section 4.2.1); les erreurs représentées en ordonnées sont uniquement statistiques. Les barres d'erreur en abscisse représentent uniquement la largeur de canal utilisée pour la constitution de l'histogramme.



#### 4.2.5 Fragments lourds ( $65 \leq Z \leq 85$ )

Le creux de blocage associé aux fragments lourds ( $65 \leq Z \leq 85$ ) détectés à  $20^\circ$  (zone 3) est présenté sur la figure 4.8(c). Dans la section 4.3.4, nous avons vérifié que les sélections “3” (contour dans le plan  $(\Delta E, E)$ ) et “III” ( $65 \leq Z \leq 85$ , incluant la sélection “3”) correspondent à des creux de blocage tout à fait équivalents et par la suite nous désignerons indifféremment ces sélections par 3 ou III.

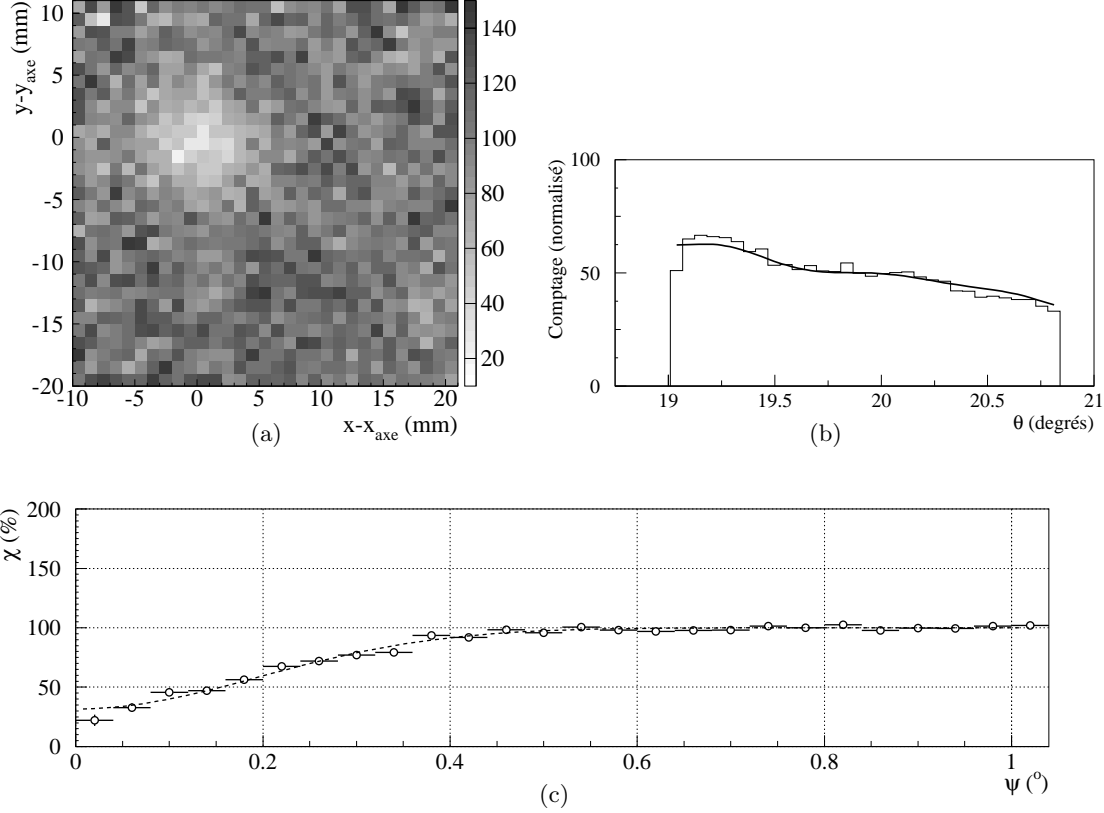


FIGURE 4.8 – Pour les événements de la zone 3 (quasi-fission/fusion-fission) de la figure 4.1 :

- a) Distribution angulaire expérimentale à deux dimensions (télescope 2).
- b) Distribution angulaire normalisée à 50 en  $y = 0$  ( $\theta = 19.91^\circ$ ) utilisée pour la constitution du creux de blocage a). L'histogramme représente la distribution des événements, et la courbe un ajustement polynomial.
- c) Creux de blocage. La courbe correspond à l'ajustement d'une fonction de type “gaussien” (voir la section 4.2.1); les erreurs représentées en ordonnées sont uniquement statistiques. Les barres d'erreur en abscisse représentent uniquement la largeur de canal utilisée pour la constitution de l'histogramme.

On extrait de ce creux un  $\chi_{\min}^G$  de  $31.6 \pm 4.5\%$ , qui est nettement supérieur à celui de la référence de temps courts pour laquelle  $\chi_{\min}^G = 8.8 \pm 5.2\%$ . La figure 4.9 présente la superposition des creux de blocage obtenus pour les fragments lourds de la zone 3 et les quasi-cibles issues de diffusions quasi-élastique (zone 2), choisi comme référence de temps court; elle met en évidence que les valeurs de  $\chi_{\min}^G$  données dans le texte ne reflètent pas de manière absolue les valeurs de  $\chi_{\min}$  réelles. Toutefois, l'écart entre la valeur obtenue pour la zone 3 et la référence de temps courts est important et devrait donc être peu sensible à la fonction utilisée pour extraire les valeurs de  $\chi_{\min}$ ; nous avons vérifié dans la section 4.5.1 que les variations relatives de  $\chi_{\min}$  entre

les différentes sélections et la référence de temps courts sont en effet pratiquement indépendantes de la fonction utilisée.

Par ailleurs, les différents effets susceptibles de modifier la forme des creux de blocage par “brouillage” (courbure et mosaïcité du cristal, taille du faisceau, indétermination de la position de l’axe, non-linéarités des positions...) influencent plus le creux de blocage de la quasi-cible, celui-ci étant nettement plus étroit que le creux associé à la zone 3 ; cela implique que le  $\chi_{min}$  de la référence de temps ne peut-être que surestimé, minorant ainsi l’écart apparent avec le  $\chi_{min}$  de la zone 3, sur lequel ces effets ont une influence plus réduite.

Cette importante différence de  $\chi_{min}$  entre la référence de temps et le creux de blocage des fragments de la zone 3 permet de conclure à la présence de temps longs ( $> 7 \cdot 10^{-19}$  s) parmi ces événements.

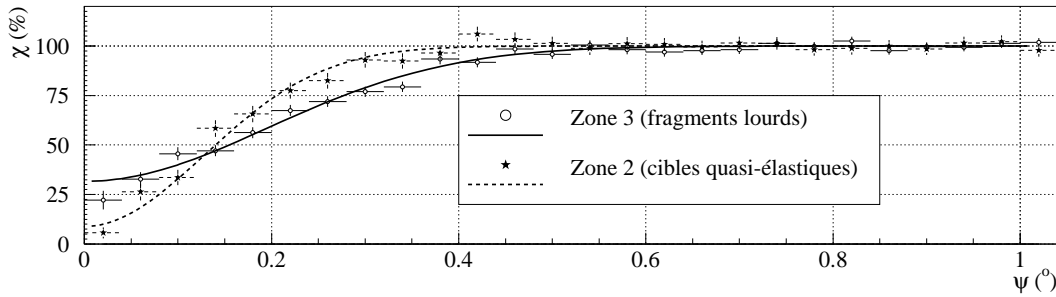


FIGURE 4.9 – Comparaison des creux de blocage obtenus pour les zones 2 (quasi-cible issue d’une diffusion quasi-élastique) et 3 (fragments lourds,  $65 \leq Z \leq 85$ ).

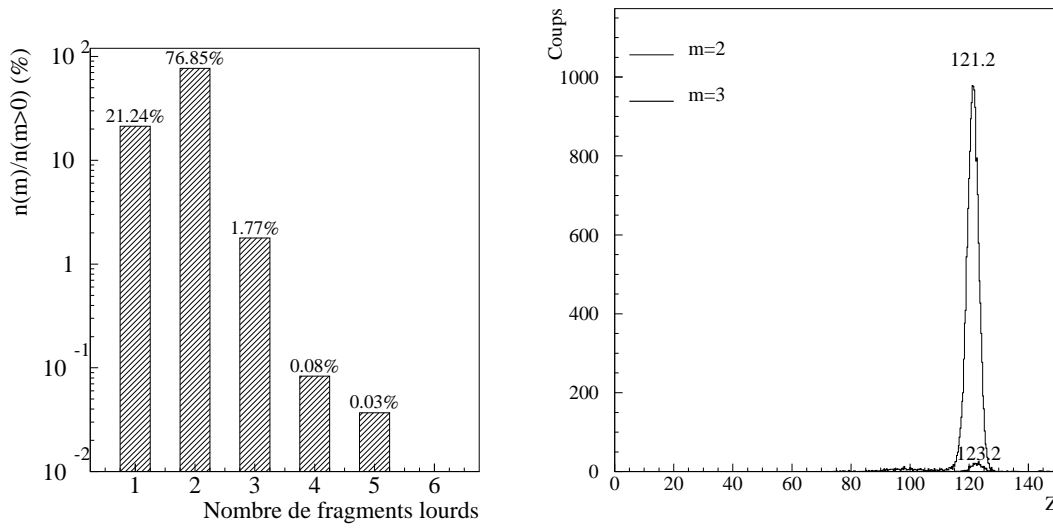
Nous avons établi dans la section 4.2.2 que ces fragments très lourds proviennent d’une réaction au cours de laquelle a eu lieu un transfert de masse et de charge important entre la cible et le projectile, ce qui laisse la possibilité que ces fragments proviennent d’une réaction de capture (fission suivant fusion complète ou quasi-fission), ou d’une diffusion très inélastique. Afin d’établir la nature de ce mécanisme de réaction, nous avons mené dans un premier temps une analyse détaillée des multiplicités de fragments lourds, de  $Z_{tot}^{lourds}$  et du rapport de coïncidence, présentée ici.

Lorsque l’on regarde la distribution en multiplicité de fragments lourds de ces événements (figure 4.10(a)), on constate que le rapport de coïncidence est élevé, de l’ordre de 80% et que la sélection est très largement dominée par des événements à deux fragments lourds (près de 98% des événements de coïncidence).

Le  $Z$  total de ces événements à deux fragments lourds correspond à un  $Z$  très proche de celui de la voie d’entrée (figure 4.10(b)). Les multiplicités de PLC et d’IMF sont très faibles, respectivement de  $59 \cdot 10^{-3}$  et  $3.8 \cdot 10^{-3}$  ; pour cette raison et compte-tenu de la résolution en  $Z$ , la valeur mesurée  $Z_{tot}^{lourds} = 121$  est parfaitement compatible avec une valeur réelle  $Z_{tot} = 120$ , correspondant à des événements complets. Compte-tenu de ces faibles multiplicités et de la couverture angulaire d’Indra, proche de  $4\pi$ , ces événements sont considérés binaires et complets, ce qui sera vérifié plus loin par l’étude de la cinématique de ces fragments (section 4.3).

Comme l’essentiel des événements de cette zone sont binaires et complets, l’hypothèse qu’ils proviennent d’une réaction de capture complète est appuyée. Pour nous en assurer et écarter la possibilité d’une diffusion très inélastique, nous avons procédé à des calculs permettant la reconstruction de la cinématique de la réaction dans la section 4.3.

La composante à trois fragments lourds, représentant moins de 2% des événements, présente un  $Z$  total proche de 123 ; compte-tenu de ce qui a été dit au sujet de l'identification de fragments provenant de réactions autres que capture, cette multiplicité et ce  $Z_{tot}^{lourds}$  permettent de supposer que ces fragments correspondent à la traîne de la zone de fission séquentielle du quasi-projectile. La présence de temps longs ( $> 7 \cdot 10^{-19}$  s) parmi ces événements triples n'est donc pas à exclure, mais il est par contre très peu probable qu'ils sont seuls à l'origine de la valeur élevée de  $\chi_{min}^G$ , étant donné leur très faible proportion. Toutefois, afin de vérifier que ces événements ne contribuent que peu au  $\chi_{min}^G$  de la zone 3, la constitution de creux de blocage pour des sélections d'événements bien définies – en particulier telles que  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$  – est nécessaire et sera présentée dans la section 4.3.



(a) Multiplicités de fragments lourds

(b) Charge totale des fragments lourds

FIGURE 4.10 – Zone 3 : Distribution en multiplicité de fragments lourds et  $Z$  total des fragments lourds détectés. Pour b), la courbe épaisse correspond aux événements ayant une multiplicité de fragments lourds de 3, la courbe fine à ceux ayant une multiplicité de 2. Les valeurs indiquées sur la figure sont les valeurs moyennes des pics.

### 4.3 Etude des événements binaires complets en coïncidence

#### 4.3.1 Introduction

Les sections précédentes nous ont amenées à supposer que les événements de la zone 3 comprennent essentiellement des événements de capture, soit de quasi-fission, soit de fission suivant fusion complète. Par ailleurs, le  $\chi_{min}$  élevé associé à ces mêmes événements nous a amené à établir qu'il existe dans cette sélection une proportion importante d'événements associés à de longs temps de réaction ( $> 7 \cdot 10^{-19}$  s), rendant plausible l'hypothèse de l'existence d'un mécanisme de fission suivant fusion complète non négligeable.

Toutefois, la seule comparaison du creux de blocage constitué en inclusifs (sans sélection sur la multiplicité de fragments lourds) à la référence de temps courts ne permet pas de tirer des conclusions solides et une étude plus détaillée des événements de la zone 3 est nécessaire. En particulier, le creux de blocage devrait être constitué sur des événements parfaitement caractérisés et donc en coïncidences. La première sous-section s'attache à décrire la distribution des événements binaires complets dans le plan  $(Z, E)$  entre le numéro atomique et l'énergie du fragment détecté à  $20^\circ$ , sélectionné par les conditions  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ .

Afin de confirmer que ces événements proviennent bien d'un mécanisme de capture, il est nécessaire d'en étudier les propriétés cinématiques. Pour cela, nous continuerons cette section en présentant les simulations que nous avons utilisées pour estimer l'effet des coupures cinématiques imposées par le dispositif expérimental, qui expliquent la forme de la distribution expérimentale des événements dans le plan  $(Z, E)$ .

Nous procéderons par la suite à la reconstruction, à partir des propriétés du fragment détecté à  $20^\circ$ , de la cinématique des événements de coïncidence, ce qui nous permettra dans un premier temps de contrôler la cohérence des calibrations en énergie entre les modules d'Indra et les télescopes de blocage, celles-ci n'ayant pas été faites au même moment ni de manière strictement identique et dépendant par ailleurs d'incertitudes expérimentales telles que le positionnement exacte des couronnes d'Indra.

Dans un second temps, cela nous permettra d'obtenir la distribution en énergie cinétique totale dans le centre de masse. Pour des mécanismes totalement relaxés en énergie, tels que la fission suivant fusion complète, celle-ci doit être de l'ordre de grandeur de l'énergie potentielle due à la répulsion coulombienne entre les fragments, ici bien inférieure à celle de la voie d'entrée – contrairement à ce qui est attendu pour les mécanismes de diffusion.

Nous terminerons cette section par l'étude des creux de blocage constitués pour des sélections sur les événements de coïncidence. Cependant, comme nous l'avons vu dans la section 3.4, une telle sélection limite fortement la statistique disponible et donc la fiabilité des paramètres obtenus par l'ajustement des creux de blocage expérimentaux. Nous comparerons donc les creux de blocage constitués en inclusifs et en coïncidences pour des sélections similaires, ainsi que la cohérence des résultats avec ceux de la zone 3.

### 4.3.2 Sélection des événements binaires proches de $Z_{tot}^{lourds} = 120$ et étude dans le plan $(Z, E)$ .

La figure 4.11 représente la distribution dans le plan de la corrélation entre énergie et numéro atomique  $(Z, E)$ , des événements binaires et complets, sélectionnés par les conditions  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ . On reconnaît, pour  $70 \leq Z \leq 80$ , les événements de la zone III que nous avons isolés parmi les événements en inclusifs par un contour sur la distribution  $(Z, E)$ . Pour des  $Z$  plus petits que ceux de la zone III, la distribution s'étend pratiquement jusqu'à la quasi-cible ( $Z = 28$ ), traversant la zone IV, peuplée par les fragments de fission du quasi-projectile.

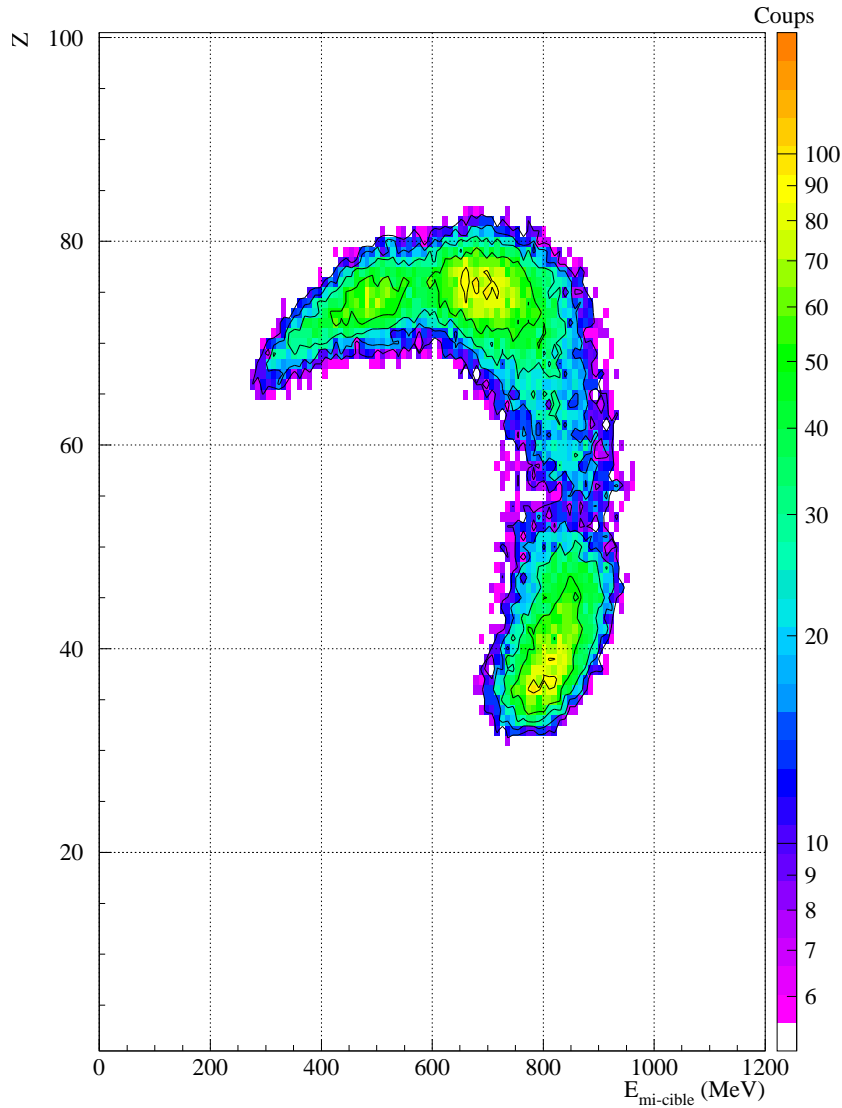


FIGURE 4.11 – Distribution en  $(Z, E_{mi-cible})$  pour les événements de coïncidence à deux fragments lourds et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$  pour T2. Les minima près de  $E_{mi-cible} = 600$  MeV et de  $Z = 55$  proviennent de la zone morte entre les couronnes 7 et 8 d'Indra (voir figure 4.16 et page 120).

Dans la section 4.2.5, nous avons constaté que le  $Z$  total des événements binaires de la zone 3 (fragments lourds avec  $65 \leq Z \leq 85$ ) est très proche du  $Z$  total de la voie d'entrée ; toutefois, cela n'est pas vrai pour l'ensemble des événements binaires de  $Z_{tot}^{lourds}$  proche de 120. Ceci est illustré par la figure 4.12, qui présente pour les zones 3 (fragments lourds  $65 \leq Z \leq 85$ ) et 4 (fragments de fission du quasi-projectile,  $35 \leq Z \leq 65$ ) la corrélation entre le  $Z$  total de l'événement et le  $Z$  détecté dans le télescope 2, pour des événements de multiplicité 2 et 3. Pour les événements binaires ( $m = 2$ ) avec  $Z_{tot}^{lourds} \approx 120$ , on constate une dépendance en  $Z_{T2}$  de  $Z_{tot}^{lourds}$ , qui varie légèrement autour de la valeur attendue de  $Z = 120$ .

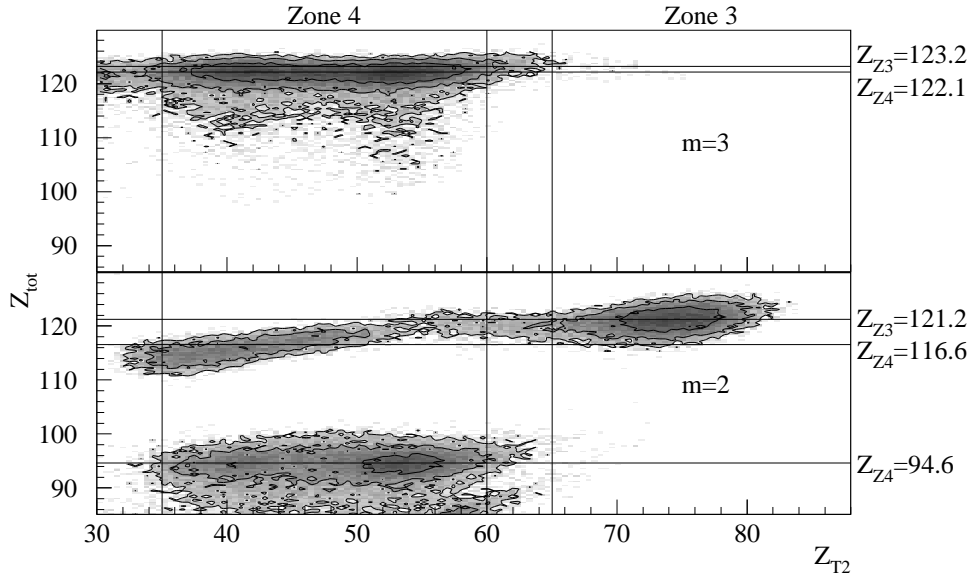


FIGURE 4.12 – Somme des  $Z$  des fragments lourds ( $Z_{tot}^{lourds}$ ) en fonction de  $Z_{T2}$ , détecté dans le télescope à  $20^\circ$ , pour les zones 3 (fragments lourds,  $65 \leq Z \leq 85$ ) et 4 (fragments de fission du quasi-projectile) de la figure 4.1. En haut pour une multiplicité  $m$  de trois fragments lourds et en bas, deux fragments lourds. Les valeurs indiquées à droite de la figure correspondent aux valeurs moyennes des pics de la distribution en  $Z_{tot}^{lourds}$  ; l'indice Z3 indique que la valeur a été extraite pour la zone 3, et Z4 pour la zone 4. Ces valeurs ont été portées sur la figure sous la forme de lignes à  $Z_{tot}^{lourds}$  constant.

Compte-tenu de la résolution en  $Z$  des télescopes de blocage et d'Indra, il n'est pas possible de conclure sur le caractère complet des événements à partir du seul  $Z_{tot}^{lourds}$  ; il est nécessaire pour cela d'utiliser les multiplicités de légers (PLC et IMF) mesurées pour chacune des sélections (zone 3 et zone 4, avec les contraintes  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ ). Cela n'est possible de manière rigoureuse que pour les PLC, car comme nous l'avons vu, les multiplicités d'IMF ne sont connues que pour les sélections définies par des contours dans le plan  $(\Delta E, E)$ .

Pour les fragments à  $20^\circ$  de  $Z$  entre 65 et 85 (zone III/3), nous avons pu utiliser les multiplicités de PLC et d'IMF directement, étant donnée la proportion importante ( $\approx 98\%$ ) des événements binaires de  $Z_{tot}^{lourds}$  proche de 120 ; nous avons conclu, d'après les faibles valeurs de  $m_{PLC}$  et  $m_{IMF}$  mesurées (respectivement,  $59 \cdot 10^{-3}$  et  $3.8 \cdot 10^{-3}$ ), que ces événements sont complets.

Pour la région entre  $Z = 30$  et  $Z = 65$ , l'estimation des multiplicités de PLC associées à ces événements binaires proches de  $Z_{tot}^{lourds} = 120$  ne peut être faite qu'en coïncidences et sont très

dépendantes de l'efficacité de détection des particules et de l'autre fragment lourd. Ainsi, nous ne disposons pas de valeurs fiables. L'ordre de grandeur a toutefois été estimé à  $m_{PLC} \approx 10^{-1}$  pour cette région : il ne peut expliquer les importants écarts à 120 du  $Z_{tot}^{lourds}$ .

L'émission de fragments de masses intermédiaires est susceptible d'expliquer ces écarts, mais il n'est pas encore possible à ce jour d'étudier les multiplicités d'IMF pour de telles sélections d'événements. Toutefois, comme le montre la figure 4.13, ces faibles valeurs de  $Z_{tot}^{lourds}$  proviennent, au moins partiellement, d'une identification de très mauvaise qualité côté Indra. En effet, la proximité de la montée de Bragg – ces fragments sont très lourds ( $70 \leq Z_I \leq 85$ ) et *relativement* peu énergétiques ( $E \approx 500$  MeV) – résulte en une importante sous-estimation de  $Z$  pouvant expliquer les valeurs de  $Z_{tot}^{lourds}$  mesurées. Une confirmation, par l'estimation des multiplicités d'IMF, reste toutefois nécessaire pour affirmer avec une certitude absolue que ces événements sont complets.

Nous pouvons donc conclure cette présentation en affirmant que les conditions  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$  permettent de sélectionner uniquement des événements binaires complets, dont la nature va être déterminée dans les sous-sections suivantes par l'analyse de leur cinématique et des creux de blocage qui leurs sont associés.

Notons par ailleurs que la figure 4.12 permet également d'identifier la composante à trois fragments lourds observée dans la zone 3, et représentant environ 2% des événements de coïncidence. Totalisant un  $Z$  proche de celui de la voie d'entrée, ils correspondent à la traîne de la zone 4 ; on en conclut qu'ils sont issus du même mécanisme de réaction que les événements de la zone 4, la fission du quasi-projectile, séquentiellement à une diffusion non élastique.

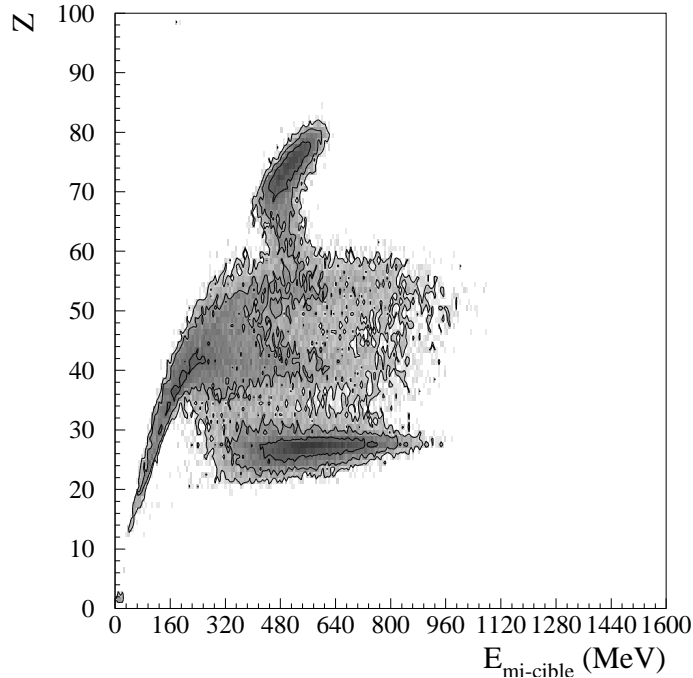


FIGURE 4.13 – Distribution dans le plan  $(Z, E)$  du fragment détecté dans Indra, en coïncidence avec les événements binaires de la zone 4. Les événements pour lesquels  $Z_{tot}^{lourds} \approx 117$  correspondent sur cette figure au pic à  $Z > 60$  ; comme on le constate, ce pic se trouve à proximité de la montée de Bragg, qui est mise en évidence par l'accumulation d'événements à  $E < 200$  MeV.

### 4.3.3 Etude des propriétés cinématiques

#### 4.3.3.1 Masses des fragments de fission

Les grandeurs calculées et estimées dans ce chapitre dépendent du choix des masses utilisées pour les différents noyaux. Nous avons vu dans le chapitre présentant les calibrations et l'identification en  $Z$  que celles-ci sont également nécessaires à chacune des ces étapes. Expérimentalement, seul le  $Z$  est accessible, et pour connaître la masse des fragments, il est nécessaire de faire une hypothèse sur le mécanisme de réaction sous-jacent. La recherche d'événements provenant de la fission, ou d'une quasi-fission relaxée en énergie, d'un système composite nous a amené à estimer les masses dans l'hypothèse de ces deux mécanisme.

Afin de calculer les masses, nous avons considéré deux hypothèses portant sur le temps de réaction, qui sont :

- Une fission très lente, assimilable à une fission suivant fusion complète par le temps de vie du système composite, lui donnant le temps d'évacuer avant la fission la quasi-totalité de son énergie d'excitation par évaporation de neutrons ;
- Une fission très rapide, correspondant, de la même manière, à un mécanisme de quasi-fission ; dans ce cas, le système n'a pas le temps d'évacuer d'énergie avant la scission par évaporation de neutrons.

L'énergie d'excitation initiale du système composite est définie par le bilan des masses réalisé à partir des valeurs des tables de la référence [54] ; elle vaut 70 MeV. L'énergie emportée par chaque neutron est estimée, d'une part, à partir de son énergie de liaison, estimée comme l'énergie de liaison moyenne sur les dix isotopes de  $N$  inférieur à celui du noyau considéré, et d'autre part, son énergie cinétique est estimée à partir de la température nucléaire ; en supposant que chaque neutron emporte une énergie cinétique correspondant à l'énergie moyenne d'une distribution maxwellienne des vitesses ( $1.8T$ ), à une température nucléaire obtenue en considérant que  $E^* = \frac{A}{13}T^2$ . Le nombre de neutrons à émettre par le noyau composé pour évacuer la totalité de son énergie d'excitation est ainsi estimé à 7, ce qui conduit à  $A = 289$  à la fission dans l'hypothèse d'une fission très lente, contre  $A = 296$  dans le cas d'une fission très rapide.

La masse des fragments, immédiatement après la fission, est estimée en considérant un rapport  $A/Z$  constant ; leur énergie d'excitation initiale est estimée à partir des tables de masse de la référence [54], ainsi que de l'énergie d'excitation finale du système composite. Pour cette deuxième contribution, la répartition entre les deux partenaires est inconnue, et il est nécessaire de faire une hypothèse sur celle-ci ; nous avons considéré deux possibilités :

- répartition proportionnelle à la masse de chaque fragment ;
- équirépartition

La différence entre ces deux hypothèses est principalement la température des fragments, qui conditionne le nombre de neutrons évaporés. L'hypothèse a) conduit à considérer une même température nucléaire pour les fragments ; pour b), le noyau le plus léger a une température plus élevée que le noyau lourd et doit évaporer plus de neutrons pour évacuer son énergie d'excitation. Les fragments légers émettent ainsi plus de neutrons dans l'hypothèse b) que dans l'hypothèse a), et inversement pour les noyaux lourds, conduisant ainsi à des masses différentes dans les deux cas.

Cependant, les masses calculées ne dépendent que peu des hypothèses considérées, comme le montre le tableau 4.1, qui donne les valeurs minimales et maximales de  $A$  calculées en fonction du numéro atomique. L'écart entre les masses estimées est au plus d'un neutron sur pratiquement toute la gamme, à l'exception des grandes asymétries où il passe au plus à  $\pm 2$  neutrons.



Nous avons donc choisi d'utiliser, à la fois pour les identifications et l'ensemble des calculs cinématiques présentés par la suite, d'utiliser les masses de la colonne  $A_{retenue}$  du tableau 4.1.

Dans les sections suivantes, nous examinerons l'effet des hypothèses sur les masses à la fission, que l'on désignera par “fission lente” et “fission rapide”; en effet, même si les masses finales des fragments sont considérées comme étant les mêmes dans les deux cas, les masses à la fission diffèrent.

TABLEAU 4.1 – Pour chaque  $Z$ , masses retenues  $A_{retenue}$  pour l'identification en  $Z$ . Les masses maximales  $A_{max}$  et minimales  $A_{min}$  obtenues en considérant chacune des quatre hypothèses (voir texte ci-dessus) sont données dans les deuxièmes et troisièmes colonnes. La dernière colonne donne l'écart maximum de la masse retenue aux autres masses calculées,  $\Delta A_{retenue}$

$Z$	$A_{min}$	$A_{max}$	$A_{retenue}$	$\Delta A_{retenue}$
28	64	67	65	2
29	67	69	68	1
30	69	71	70	1
31	71	74	72	2
32	74	76	75	1
33	76	78	77	1
34	78	81	79	2
35	80	83	81	2
36	83	85	84	1
37	85	87	86	1
38	87	90	88	2
39	89	92	90	2
40	92	94	93	1
41	94	97	95	2
42	97	99	98	1
43	99	102	100	2
44	102	104	103	1
45	104	105	104	1
46	106	108	107	1
47	109	110	109	1
48	111	113	112	1
49	114	115	114	1
50	116	117	116	1
51	119	120	119	1
52	121	122	121	1
53	124	125	124	1
54	126	127	126	1
55	128	129	128	1
56	130	131	130	1
57	133	134	133	1
58	135	136	135	1
59	138	138	138	0
60	140	141	140	1

$Z$	$A_{min}$	$A_{max}$	$A_{retenue}$	$\Delta A_{retenue}$
61	142	143	142	1
62	144	145	144	1
63	146	148	147	1
64	149	150	149	1
65	151	153	152	1
66	154	155	154	1
67	156	157	156	1
68	159	160	159	1
69	161	162	161	1
70	164	165	164	1
71	166	167	166	1
72	168	170	169	1
73	171	172	171	1
74	173	175	174	1
75	176	177	176	1
76	178	179	178	1
77	180	182	181	1
78	183	184	183	1
79	186	188	187	1
80	188	190	189	1
81	191	193	192	1
82	193	195	194	1
83	196	198	197	1
84	198	200	199	1
85	201	203	202	1
86	202	205	203	2
87	205	208	206	2
88	207	210	208	2
89	210	213	211	2
90	212	215	213	2
91	215	218	216	2
92	218	221	219	2

#### 4.3.3.2 Simulations et limites cinématiques

Les grandeurs issues des calculs permettant la reconstruction de la cinématique des événements binaires complets sélectionnés par les conditions  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ , sont influencées par les coupures cinématiques imposées par la géométrie du dispositif expérimental. Le but des sections suivantes est de montrer que cette cinématique est compatible avec un mécanisme totalement relaxé en énergie.

Pour cela, nous avons utilisé des simulations de type Monte-Carlo, où un ensemble de fragments issus de la fission d'un noyau composé  $Z = 120$ ,  $A = 296$  sont émis, et dont le numéro atomique ( $Z$ ), l'angle d'émission et l'énergie cinétique dans le centre de masse ( $\theta_{cm}$  et  $E_{K tot}$ ) sont tirés aléatoirement, suivant des lois prédéfinies. Ces simulations sont simplifiées et basées sur des postulats arbitraires – elles n'ont donc pas pour but de fournir des conclusions quantitatives, mais uniquement de permettre une comparaison qualitative avec l'expérience.

Le  $Z$  des fragments est tiré dans une distribution à deux bosses, composée de deux gaussiennes centrées en 38 et 82, et de 11 unités de charges atomiques de largeur. La position du pic à  $Z = 82$  a été choisie car ce  $Z$  correspond à la fermeture de couche du plomb, qui favorise, pour les noyaux superlourds, la production par fission ou quasi-fission de fragments proches de ce noyau (voir par exemple les distributions en masse de la référence [78]). Par ailleurs, une telle distribution permet une bonne reproduction de la distribution en  $Z$  des événements expérimentaux, en particulier la différence de statistique entre les régions proches de  $Z = 60$  et celles proches de  $Z = 75$  et  $Z = 35$ . Le recouvrement des gaussiennes à  $Z \approx 60$  est suffisant pour reproduire la distribution expérimentale, et bien qu'a priori une composante symétrique puisse être attendue, nous ne l'avons pas prise en compte de manière indépendante.

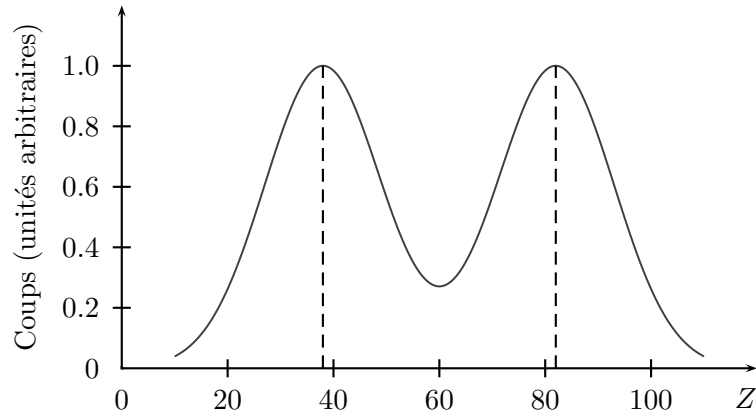


FIGURE 4.14 – Distribution en  $Z$  utilisée.

L'énergie du projectile, utilisée pour estimer l'énergie et la vitesse du centre de masse, est estimée à partir de l'énergie initiale du faisceau (6.62 MeV/A), en tenant compte de la traversée d'une demi-épaisseur de cible ; l'orientation de celle-ci vers le télescope 2, induisant une épaisseur de matière plus importante que la demi-épaisseur nominale, est prise en compte.

L'isotropie de l'angle d'émission dans le centre de masse impose que  $\theta_{cm}$  soit déterminé par tirage dans une distribution aléatoire uniforme de  $\cos \theta_{cm}$ , et que l'angle  $\phi$  soit quant à lui tiré dans une distribution uniforme, que nous avons limitée à la largeur du télescope de blocage.

L'énergie cinétique totale disponible dans le centre de masse à la fission est déterminée à partir

de la systématique de Viola [69]. Afin de reproduire la largeur expérimentale de la distribution des événements de coïncidence binaire dans le plan  $(Z, E)$ , ainsi que la distribution expérimentale en  $E_{K\text{ tot}}$ , nous avons choisi de tirer la valeur de cette énergie dans une distribution gaussienne centrée à la valeur de la systématique et ayant une largeur de 12%.

Cette systématique ne donne toutefois la valeur de  $E_{K\text{ tot}}$  que pour une scission symétrique. Pour prendre en compte sa variation avec l'asymétrie des produits, nous avons utilisé l'expression [32] :

$$E_{K\text{ tot}}(Z_B, Z_I) = \text{Cste} \frac{M_B M_I}{M_B^{1/3} + M_I^{1/3}} E_{K\text{ tot}}(Z_B = Z_I) \quad (4.1)$$

où les indices  $B$  et  $I$  indiquent les masses à la fission, respectivement, du fragment détecté dans le télescope de blocage à  $20^\circ$  et de celui détecté dans Indra ; le facteur Cste est une normalisation garantissant qu'à la symétrie  $E_{K\text{ tot}}(Z_B, Z_I) = E_{K\text{ tot}}(Z_B = Z_I)$ . Cette expression est obtenue à partir de la variation, en fonction de la répartition de la masse, de l'énergie potentielle entre deux sphères uniformément chargées en contact, de diamètre proportionnel à  $M^{1/3}$ . Comme elle néglige les effets dus, entre autres, à la déformation variable des fragments à la scission, cette expression doit être considérée comme une approximation au premier ordre.

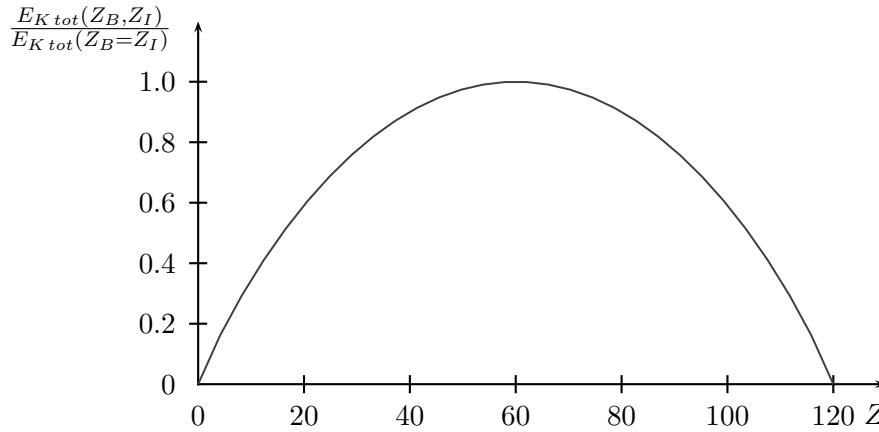


FIGURE 4.15 – Variation de l'énergie cinétique totale dans le centre de masse en fonction du  $Z$  d'un des fragments, relative à l'énergie cinétique totale pour une scission symétrique ( $Z = 60$ ).

Comme nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'une fission suivant fusion complète, nous avons considéré que le noyau composé vit suffisamment longtemps pour évacuer la quasi-totalité de son énergie d'excitation, principalement sous forme de neutrons. Cette hypothèse est la même que celle d'une "fission lente" présentée dans la section 4.3.3.1, et on se référera à celle-ci pour plus de détails concernant le calcul des masses.

Ainsi, les masses des fragments à la fission ont été estimées après tirage du  $Z$ , en conservant le rapport  $A_{\text{tot}}/Z_{\text{tot}}$  du noyau composé, avec  $A_{\text{tot}} = 289$  pour tenir compte de l'évaporation de sept neutrons avant la fission. Les masses finales des fragments, différentes des masses à la fission, sont considérées comme étant celles données dans le tableau 4.1.

L'évaporation n'est prise en compte que par le changement de masse des noyaux ; on a utilisé l'hypothèse qu'en moyenne, le recul dû à l'évaporation laisse la vitesse inchangée, ce qui permet d'estimer l'énergie cinétique des fragments au moment de leur détection à partir de leur énergie à la fission. De la même manière, les variations de la direction dues à l'évaporation, aussi bien

pour le noyau composé que pour les fragments de fission, ont été négligées.

Le tri parmi les événements générés est ensuite réalisé par le filtrage de l'angle d'émission dans le laboratoire,  $\theta_{lab}$ . Les événements ne sont conservés que lorsque les deux fragments sont "détectés", l'un dans l'ouverture du télescope de blocage, l'autre entre les couronnes 6 et 9 d'Indra – les seules permettant l'identification de noyaux lourds – en tenant compte des zones mortes de détection (notamment entre les couronnes 7 et 8), ainsi que des seuils de détection et d'identification.

La position relative du télescope de blocage et de la cible est estimée à partir des positions relevées (voir le tableau 2.1). Pour la position relative au point cible des couronnes d'Indra, nous avons utilisé les positions théoriques (tableau 2.2), modifiées pour tenir compte d'un décalage de 8 mm des couronnes avant vers l'aval du faisceau<sup>2</sup> et de 6 mm vers l'amont pour les couronnes arrière.

---

<sup>2</sup>Ce décalage tient compte de la mise en place du sas du goniomètre, ainsi qu'un décalage supplémentaire de 4 mm, dont la justification est donnée dans la section 4.3.3.3

La figure 4.16 présente la distribution dans le plan  $(Z, E)$  des événements issus des simulations. Celle-ci reproduit assez fidèlement les limites en  $Z$  de la distribution expérimentale (figure 4.11), mais la distribution en énergie présente un décalage, variable selon le  $Z$ , vers les hautes énergies par rapport à l'expérience, de l'ordre de 50 MeV ; en particulier, entre  $Z = 45$  et  $Z = 65$ , la reproduction de la forme de la distribution expérimentale est moins bonne, la distribution issue des simulations semblant atteindre des énergies plus élevées que la distribution expérimentale dans cet intervalle en  $Z$ . On notera également la différence de forme de la distribution à basse énergie et grand  $Z$  ; dans cette région, la courbe expérimentale est déformée par la montée de Bragg, conduisant à une sous-estimation en  $Z$  des fragments.

La forme générale de la distribution s'explique par les limites cinématiques imposées par le dispositif expérimental, que nous décrivons maintenant. Tout d'abord, l'ouverture limitée des télescopes de blocage  $\theta_{min} \leq \theta \leq \theta_{max}$  ne permet pas d'atteindre des  $Z$  supérieurs à  $\approx 82$ , ni des énergies supérieures à  $\approx 1000$  MeV (900 MeV expérimentalement). L'effet de ces limites est représenté sur la figure 4.16.

La comparaison des distributions en  $(Z, E)$  des figures 4.16 et 4.11 avec la figure 4.2 obtenue en inclusifs, met cette coupure clairement en évidence : alors que pour 4.2 la distribution en  $Z$  de la zone III s'étend jusqu'à  $Z \approx 85-86$ , elle ne va que jusqu'à  $Z = 80-82$  en coïncidence. Cela est lié au problème de mise en temps, qui, on le rappelle, a limité la surface utile des télescopes de blocage à  $y \geq 7$  mm au lieu de  $y \approx -22$  mm ; dans le cas de T2, cela est équivalent à remonter la limite inférieure de l'ouverture en  $\theta$  de  $18.4^\circ$  à  $20.2^\circ$  (tableau 3.4 et figures 3.25 et 4.16).

Comme nous nous restreignons à la détection d'événements binaires complets en déclenchement par le télescope 2, l'ouverture limitée des couronnes d'Indra permettant l'identification de fragments lourds (couronnes 6 à 9, de  $\approx 14^\circ$  à  $\approx 45^\circ$ ) impose également une coupure visible dans le plan  $(Z, E)$  des fragments détectés à  $20^\circ$ . La distribution est en particulier tronquée par la limite à  $14^\circ$ . Expérimentalement, cela limite la distribution en  $(Z, E)$  à une énergie minimale de  $\approx 300$  MeV et à une charge minimale  $Z_B \approx 32$ .

La dernière contrainte significative provient de la zone morte de détection entre les couronnes 7 et 8 (de l'ordre de  $1^\circ$ ), créant un vide dans la distribution à  $E \approx 650$  MeV ( $\approx 580$  MeV expérimentalement) pour les charges élevées ( $65 \leq Z \leq 80$ ) et à  $Z \approx 54$  pour les fragments plus légers. Cette contrainte est représentée par les deux courbes parallèles de la figure 4.16.

Expérimentalement, cette zone morte ressort clairement lorsque l'on considère le rapport de coïncidence des événements de la zone 3 en fonction de l'énergie du fragment détecté à  $20^\circ$ , qui est présenté sur la figure 4.17(a). Le défaut important observé vers  $E \approx 580$  MeV peut-être relié au passage de la couronne 7 à la couronne 8 du partenaire de réaction, comme le montre la figure 4.17(b) donnant, pour les événements binaires complets, la distribution en énergie du fragment à  $20^\circ$  en fonction du numéro de couronne du fragment partenaire détecté dans Indra.

Compte-tenu de la simplicité des hypothèses utilisées pour les simulations, l'accord de celles-ci avec les données expérimentales est satisfaisant. Cela nous a permis, dans la suite de cette section, de comparer les propriétés cinématiques effectivement mesurées aux valeurs calculées dans cette hypothèse de fission suivant fusion complète.

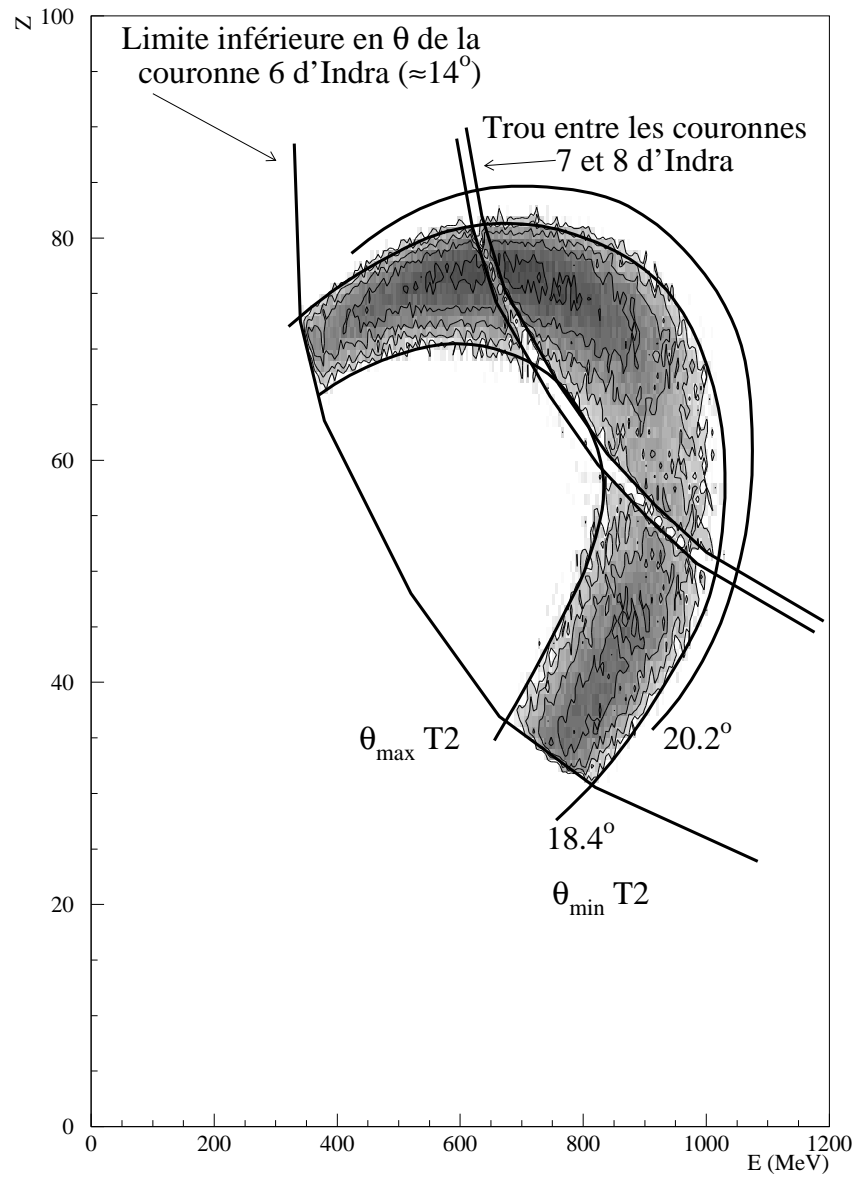


FIGURE 4.16 – Représentation graphique dans le plan  $(Z, E)$  des différentes limites cinématiques imposées par la géométrie du dispositif, superposées à une distribution simulée d'événements de fission suivant fusion complète complètement détectés pour le télescope 2 (voir texte).

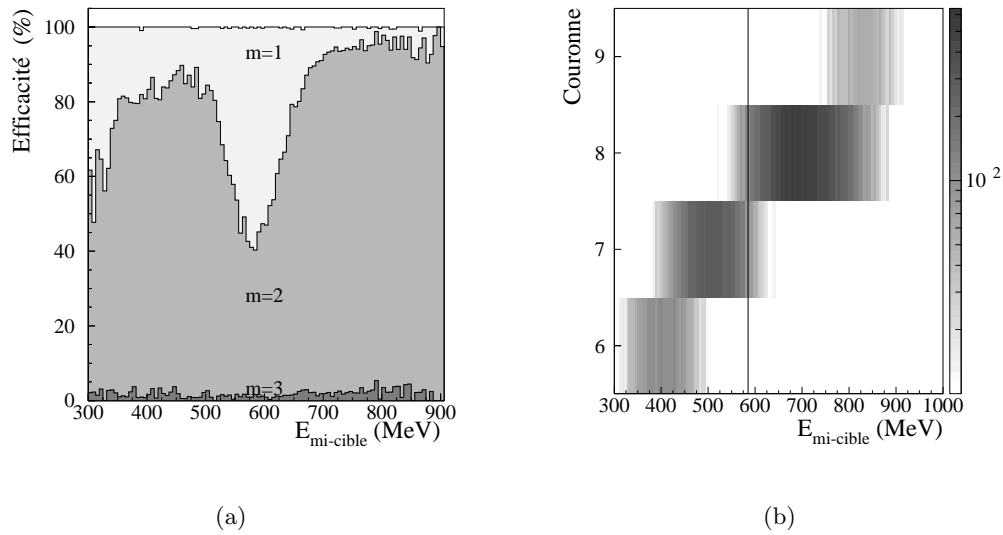


FIGURE 4.17 – Pour les fragments lourds de la zone 3 ( $65 \leq Z \leq 85$ ) :

**a)** Rapport de coïncidence en fonction de l'énergie du fragment détecté dans le télescope 2.  $m$  correspond au nombre de fragments lourds détectés. Cet histogramme est cumulatif : la courbe inférieure correspond à  $m = 3$ , la courbe intermédiaire à la somme de  $m = 3$  et  $m = 2$ , et la courbe supérieure à la somme de  $m = 1$ ,  $m = 2$  et  $m = 3$ .

**b)** distribution, en fonction de l'énergie, de la couronne touchée dans Indra pour les événements binaires ( $m = 2$ ) et complets ( $Z_{\text{tot}}^{\text{lourds}} \approx 120$ ). La ligne à  $E \approx 580$  MeV correspond au minimum du rapport de coïncidence de a).

### 4.3.3.3 Reconstruction de la cinématique

Pour les événements binaires complets, nous avons entrepris d'utiliser les caractéristiques du fragment détecté à  $20^\circ$  pour reconstruire la cinématique de la réaction ; la précision avec laquelle l'angle d'émission de ces noyaux est obtenu par les télescopes de blocage (de l'ordre de  $0.02^\circ$ ) permet d'effectuer une reconstruction précise que ne permet pas Indra, la direction d'émission n'étant connue que par les limites des modules (c'est à dire, au mieux, à  $7.5^\circ$  près). Ces calculs permettent d'extraire un certain nombre d'informations concernant le mécanisme de réaction, ainsi qu'une vérification de la calibration en énergie du télescope. En particulier, la distribution en énergie cinétique totale dans le centre de masse doit permettre de déterminer la relaxation en énergie du mécanisme de réaction mis en jeu.

Les grandeurs sont obtenues événement par événement. Nous utiliserons les indices suivants pour identifier les différents noyaux :

- projectile d'uranium :  $P$
- cible de nickel :  $C$
- fragment dans le télescope de blocage :  $B$
- fragment dans Indra :  $I$

De plus, les grandeurs calculées dans le référentiel du centre de masse sont notées par l'exposant  $cm$ , et celle dans le référentiel du laboratoire par  $lab$ .

Ces calculs ont été réalisés en suivant les deux hypothèses concernant le temps de fission et permettant de prendre en compte la différence des masses des fragments au moment de la détection entre la quasi-fission et la fusion-fission. Ces deux hypothèses sont celles présentées dans la section 4.3.3.1 ; nous les rappelons brièvement ici :

- une **fission rapide**, qui peut être assimilée à la quasi-fission, et avant laquelle le système composite n'a pas pu évaporer de neutrons. La masse du système composite à la fission dans ce cas est de  $A_{tot} = 296$  ;
- une **fission lente**, ou fusion-fission, permettant au noyau composé d'évaporer la quasi-totalité de son énergie d'excitation par l'émission de 7 neutrons avant la scission, conduisant à une masse de  $A_{tot} = 289$ .

Rappelons que les masses finales sont pratiquement indépendantes de l'hypothèse choisie ; nous les avons donc considérées comme étant les mêmes dans les deux cas.

La masse des fragments à la fission est calculée à partir du  $Z$  du noyau, en conservant un rapport  $A/Z$  égal à celui du système composite,  $A_{tot}/Z_{tot}$ . Celles-ci diffèrent des masses finales (données dans le tableau 4.1), à cause de l'évaporation d'un nombre de neutrons variable selon le  $Z$  des fragments.

Dans la reconstruction, qui est faite événement par événement, il n'est pas possible d'estimer les changements de direction et de vitesse dus au recul des noyaux lors de l'évaporation. Toutefois, sur un grand nombre d'événements, ces effets sont nuls en moyenne, ce qui a permis de prendre en compte l'évaporation par les fragments en ne considérant que le changement de masse, à vitesse constante. En contrepartie, cela revient à élargir certaines distributions (notamment en énergie et en angle dans le centre de masse), sans toutefois changer leur valeur moyenne. Notons ici que l'ensemble des calculs est réalisé en tenant compte de l'ensemble des épaisseurs de matière traversées (cible et détecteurs), en considérant une réaction à mi-cible.

La vitesse du centre de masse du système est calculée dans la voie d'entrée :

$$v_{cm} = \frac{M_P}{M_P + M_C} \sqrt{\frac{2E_P}{M_P}} \quad (4.2)$$



A partir de là, on peut exprimer la vitesse de  $B$  dans le centre de masse à la fission :

$$v_B^{cm} = \sqrt{v_B^2 + v_{cm}^2 - 2v_B v_{cm} \cos \theta_B} \quad (4.3)$$

où, avec  $M_B^{det}$  et  $E_B^{det}$  la masse et l'énergie du fragment  $B$  au moment de la détection :

$$v_B = \sqrt{\frac{2E_B^{det}}{M_B^{det}}} \quad (4.4)$$

L'angle d'émission dans le référentiel du centre de masse est obtenu par :

$$\cos \theta_{cm} = \frac{v_B \cos \theta_B - v_{cm}}{\sqrt{v_B^2 + v_{cm}^2 - 2v_B v_{cm} \cos \theta_B}} \quad (4.5)$$

A partir des masses à la fission, notées  $M^{fiss}$ , l'énergie cinétique totale dans le centre de masse après la réaction s'écrit :

$$E_{Ktot} = E_B^{cm} + E_I^{cm} = \frac{M_B^{fiss} + M_I^{fiss}}{2} \frac{M_B^{fiss}}{M_I^{fiss}} (v_B^2 + v_{cm}^2 - 2v_B v_{cm} \cos \theta_B) \quad (4.6)$$

Pour le passage de la section efficace du référentiel du laboratoire au référentiel du centre de masse, on utilise le rapport des sections efficaces différentielles :

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_{cm}}{(d\sigma/d\Omega)_{lab}} = \frac{\|v_B - v_{cm} \cos \theta_B\| (v_B^2 + v_{cm}^2 - 2v_B v_{cm} \cos \theta_B)^{1/2}}{v_B^2} \quad (4.7)$$

### *Effet de l'hypothèse sur les masses à la fission sur les différentes grandeurs*

Le développement des expressions des différentes grandeurs que nous allons estimer par la suite doit nous permettre d'estimer leur sensibilité à l'hypothèse sur les masses à la fission utilisée.

L'expression 4.6 montre que l'énergie cinétique totale dans le centre de masse à la scission varie selon l'hypothèse avec le facteur  $(M_B^{fiss} + M_I^{fiss}) \times M_B^{fiss}/M_I^{fiss}$ . A la fission, nous avons vu que les masses sont obtenues à partir du numéro atomique en gardant un rapport  $M/Z = M_{tot}/Z_{tot}$  constant ; cela implique que le rapport  $M_B^{fiss}/M_I^{fiss}$  est égal à  $Z_B/Z_I$ , et est donc indépendant de l'hypothèse.  $E_{Ktot}$  est donc uniquement fonction de  $M_B^{fiss} + M_I^{fiss}$ , ou autrement dit,  $M_{tot}^{fiss}$ .

Si on note  $E_{Ktot}^R$  la valeur de  $E_{Ktot}$  dans l'hypothèse d'une fission rapide et  $E_{Ktot}^L$  dans l'hypothèse d'une fission lente, on peut écrire :

$$\frac{E_{Ktot}^L}{E_{Ktot}^R} = \frac{289}{296} \quad (4.8)$$

Les grandeurs obtenues par la reconstruction ( $\theta_I$ ,  $v_I$  et  $E_I$ ) sont quant à elles indépendantes de l'hypothèse choisie, ne faisant intervenir que des rapports entre les masses à la fission, que l'on peut écrire comme des rapports de  $Z$ , eux-mêmes indépendants de l'hypothèse. La conservation de l'impulsion au moment de la fission permet d'écrire :

$$M_I^{fiss}(v_I \cos \theta_I - v_{cm}) = -M_B^{fiss}(v_B \cos \theta_B - v_{cm}) \quad (4.9)$$

$$M_I^{fiss}(v_I \sin \theta_I) = -M_B^{fiss}(v_B \sin \theta_B) \quad (4.10)$$

Ce qui conduit à :

$$\tan \theta_I = \frac{\sin \theta_B}{\cos \theta_B - \frac{M_{tot}^{fiss} v_{cm}}{M_B^{fiss} v_B}} \quad (4.11)$$

qui ne dépend que de  $M_{tot}^{fiss}/M_B^{fiss} = Z_{tot}/Z_B$ , et est donc indépendant de l'hypothèse.

Toujours en partant de la conservation dans le centre de masse à la fission, on peut écrire :

$$M_B^{fiss2}(v_B^2 + v_{cm}^2 - 2v_B v_{cm} \cos \theta_B) = M_I^{fiss2}(v_I^2 + v_{cm}^2 - 2v_I v_{cm} \cos \theta_I) \quad (4.12)$$

ce qui mène à :

$$v_I = v_{cm}(\cos \theta_I \pm \sqrt{\frac{M_B^{fiss2}}{M_I^{fiss2}}(v_B^2 + v_{cm}^2 - 2v_B v_{cm} \cos \theta_B) - \sin^2 \theta_I}) \quad (4.13)$$

qui permet de conclure, de la même manière que pour  $\theta_I$ , à l'indépendance de  $v_I$  à l'hypothèse sur les masses utilisée.

L'énergie du fragment  $I$  est obtenue en écrivant  $E_I = 1/2 M_I^{det} v_I^2$  où  $M_I^{det}$  est la masse de  $I$  au moment de la détection. Comme les masses finales et  $v_I$  sont indépendants de l'hypothèse, c'est également le cas pour  $E_I$ .

### *Décalage aux positions théoriques des couronnes d'Indra*

Nous avons contrôlé l'accord entre les distributions en angle reconstruit pour le fragment détecté dans Indra  $\theta_I$  et les limites des couronnes (figure 4.19). Celui-ci n'est acceptable que si on considère que les couronnes 8 et 9 d'Indra sont décalées de près de 18 mm vers l'aval du faisceau, les couronnes 1 à 7 devant alors être décalées d'au moins autant. Cette valeur, très importante au regard de la distance entre les couronnes 8 à 12 et le point cible (12 cm), n'est pas réaliste, car elle excède de loin la valeur maximale que l'on peut estimer.

En effet, la position de ces couronnes est mal connue à cause :

- du décalage imposé par la mise en place du sas du goniomètre (4 mm)
- de l'incertitude concernant le positionnement réel des couronnes (de 1 à 3 mm).
- du fait que le plan de la cible ne soit pas exactement au point cible lorsqu'elle est orientée (de l'ordre de 2 mm)
- et qu'il existe une flèche possible du bras du goniomètre (de l'ordre de quelques millimètres) étant donné sa très grande longueur.

La prise en compte de chacun de ces points permet d'estimer une incertitude totale de l'ordre de  $10 \pm 3$  mm sur la position relative au point cible des couronnes 8 à 12, et de  $12 \pm 4$  mm pour les couronnes 6 et 7. Au strict minimum, ce décalage ne peut être inférieur à 4 mm, introduit par la mise en place du sas du goniomètre.

L'impossibilité de reproduire correctement les angles par la reconstruction, en particulier la position moyenne du trou entre les couronnes 7 et 8, sans considérer un décalage aux positions théoriques très important et non justifiable, nous a empêché d'utiliser ce critère pour valider les calibrations en énergie. Nous avons toutefois pu vérifier celles-ci par d'autres moyens.

Premièrement, si on ne considère que le décalage minimal de 4 mm, l'ajustement de l'énergie des fragments amène à considérer une sous-estimation de celles-ci de l'ordre de 10%, ce qui n'est pas acceptable au regard d'une part, du bon accord entre les droites de calibration et les valeurs calculées pour les différents faisceaux de calibration (figure 3.16), et d'autre part, de l'écart entre l'énergie obtenue par la reconstruction et celle obtenue par les calibrations<sup>3</sup>, qui est de l'ordre de 5% (figure 4.19).

Deuxièmement, l'énergie cinétique totale dans le centre de masse expérimentale, qui fait l'objet de la sous-section suivante, est très proche de la valeur donnée par la systématique de Viola [69] ainsi que de la valeur expérimentale obtenue par Töke sur le système U+Ni à 6 MeV par nucléon [32] ; un changement de plus de 5% des énergies rompt très rapidement cet accord.

Finalement, comme nous le verrons dans l'étude de la cinématique des événements de fission séquentielle du quasi-projectile, l'énergie cinétique totale pour la fission du quasi-projectile est également en très bon accord avec la valeur donnée par la systématique de Viola si on considère un décalage de la position des couronnes d'Indra de 8 mm. Cette valeur permet de plus d'obtenir par la reconstruction une énergie de quasi-cible en bon accord avec la valeur expérimentale ; un décalage plus réduit, de l'ordre de 4 mm, implique un écart de l'ordre de 15% entre ces deux valeurs.

Compte-tenu de ces observations, nous avons donc décidé de fixer pour la reconstruction le décalage des couronnes avant (6 à 12) à 8 mm vers l'aval du faisceau par rapport aux positions

---

<sup>3</sup>Qui ne dépend pas du décalage des couronnes d'Indra aux positions théoriques, puisque que l'énergie obtenue par la reconstruction ne dépend que de l'énergie et de l'angle du fragment détecté dans T2, la position relative au point-cible de celui-ci étant connue.

théoriques ; notre critère principal a été la grande sensibilité de l'énergie cinétique totale pour la fission du quasi-projectile à la moindre variation de ce décalage, et qui reproduit pour cette valeur la systématique de Viola. Il reste cependant un problème non résolu, qui est l'impossibilité de reproduire correctement les limites des couronnes d'Indra sans considérer un décalage des couronnes avant très important (figure 4.18).

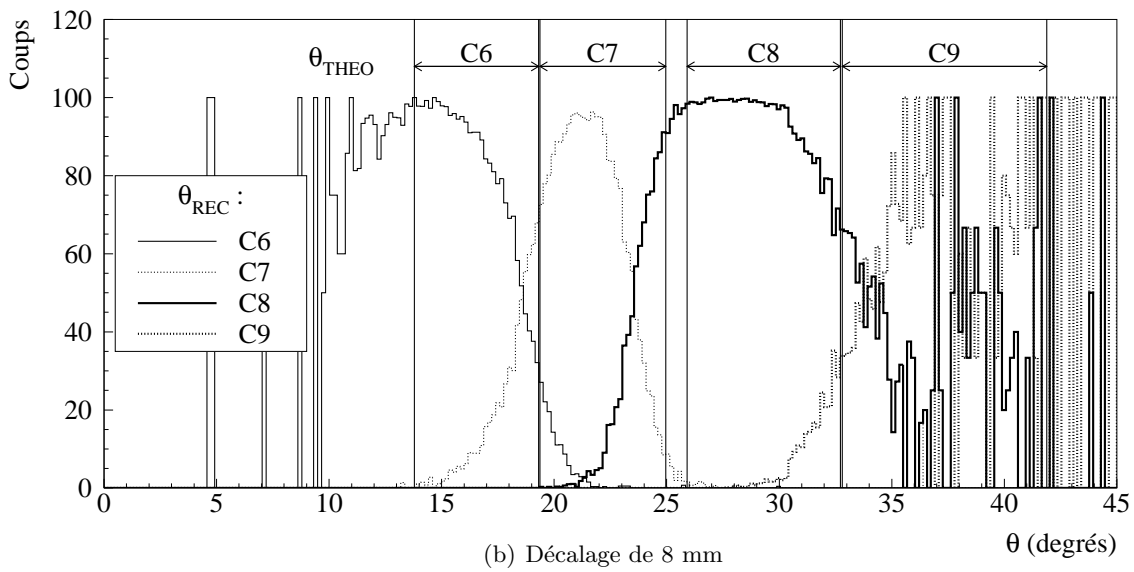
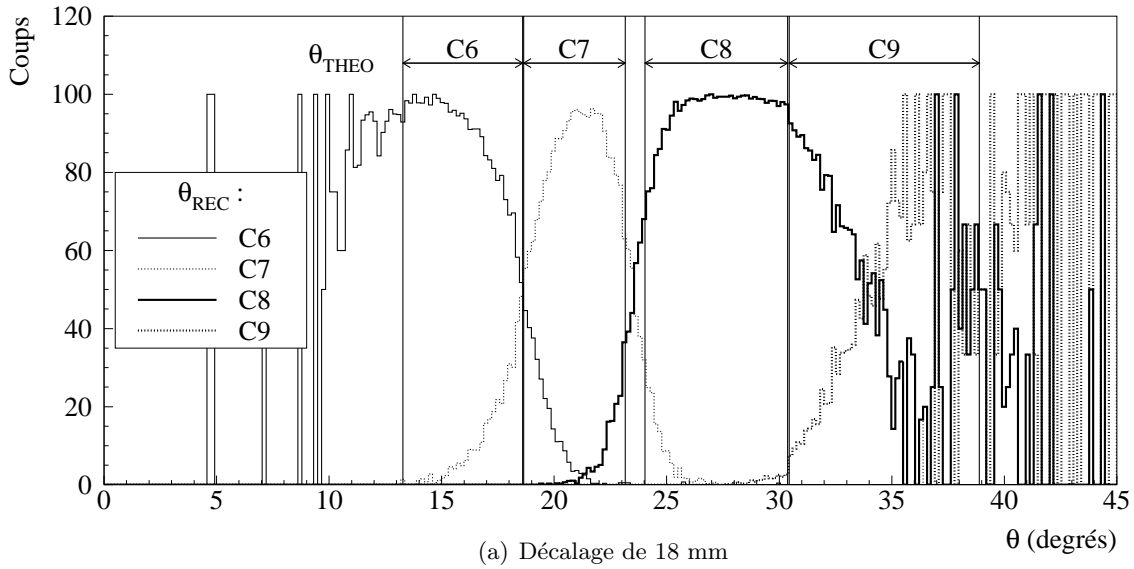


FIGURE 4.18 – Pour les événements binaires complets, distribution couronne par couronne en  $\theta$  obtenue par la reconstruction pour le fragment Indra ( $\theta_{REC}$ ). Les courbes couronne par couronne sont normalisées à 100 après division par la distribution somme, de manière à mettre en évidence les limites apparentes des couronnes. Pour estimer un décalage des couronnes avant d'Indra par rapport aux positions théoriques (vers l'aval du faisceau), nous avons superposé à cette distribution la position des limites des couronnes calculée ( $\theta_{THEO}$ ) en utilisant deux valeurs de ce décalage :

- a) 18 mm, qui est excessive mais permet une reproduction assez correcte,
- b) 8 mm, la valeur fixée à partir d'autres critères (voir texte).

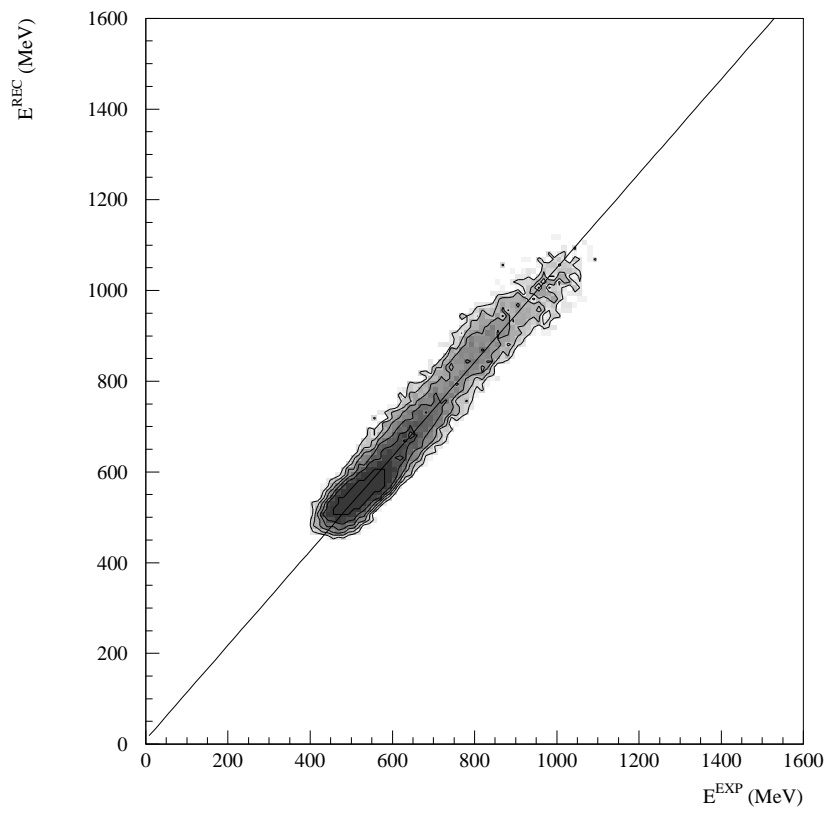


FIGURE 4.19 – Pour les événements binaires complets sélectionnés par les conditions  $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ , comparaison entre l'énergie expérimentale  $E^{EXP}$  et l'énergie reconstruite  $E^{REC}$  pour le fragment Indra. La droite représente l'ajustement de la distribution par une fonction linéaire et correspond à  $E^{REC} \approx 1.04E^{EXP} + 10$  MeV.

#### 4.3.3.4 Énergie cinétique totale dans le centre de masse.

Nous avons comparé la distribution d'énergie cinétique totale dans le centre de masse obtenue par la reconstruction à la systématique de Viola pour l'énergie cinétique totale la plus probable à la fission [69], ainsi qu'à la valeur expérimentale de Tōke [32] pour le système  $^{238}\text{U}+^{64}\text{Ni}$  à 6.0 MeV/A (figure 4.20), très proche de celui étudié ici. Les valeurs issues de ces deux références sont :

$$E_{K_{tot}}^{\text{Toke, exp}} = 263 \pm 4 \text{ MeV} \quad (4.14)$$

$$E_{K_{tot}}^{\text{Viola}} = (0.1189 \pm 0.0011)Z_{tot}^2/M_{tot}^{1/3} + (7.3 \pm 1.5) \text{ MeV} \quad (4.15)$$

Cette dernière expression donnant dans le cas de l'hypothèse d'une "fission lente" (FL,  $M_{tot}^{fiss}=289$ )  $E_{K_{tot}}^{\text{Viola}}(\text{FL}) = 266 \pm 4 \text{ MeV}$ , et dans le cas d'une "fission rapide" (FR,  $M_{tot}^{fiss}=296$ ),  $E_{K_{tot}}^{\text{Viola}}(\text{FR}) = 264 \pm 4 \text{ MeV}$ .

De la même manière, en vertu de et conformément à la relation 4.8, la valeur que nous obtenons par la reconstruction diffère légèrement en fonction de l'hypothèse sur les masses utilisée :

- l'hypothèse fission lente donne une valeur de  $251 \pm 1 \text{ MeV}^4$ , et
- l'hypothèse fission rapide donne une valeur de  $257 \pm 1 \text{ MeV}$ .

L'écart entre la valeur la plus probable de la distribution expérimentale et celles de ces deux références est pour l'hypothèse "fission lente" d'environ  $-6\%$  (FR :-2.7%) pour [69] et de  $-4.6\%$  (FR :-2.3%) pour [32]. Compte-tenu des incertitudes expérimentales, non chiffrées ici, l'accord légèrement meilleur de l'hypothèse "fission rapide" ne permet pas de favoriser cette hypothèse sur les masses à la fission.

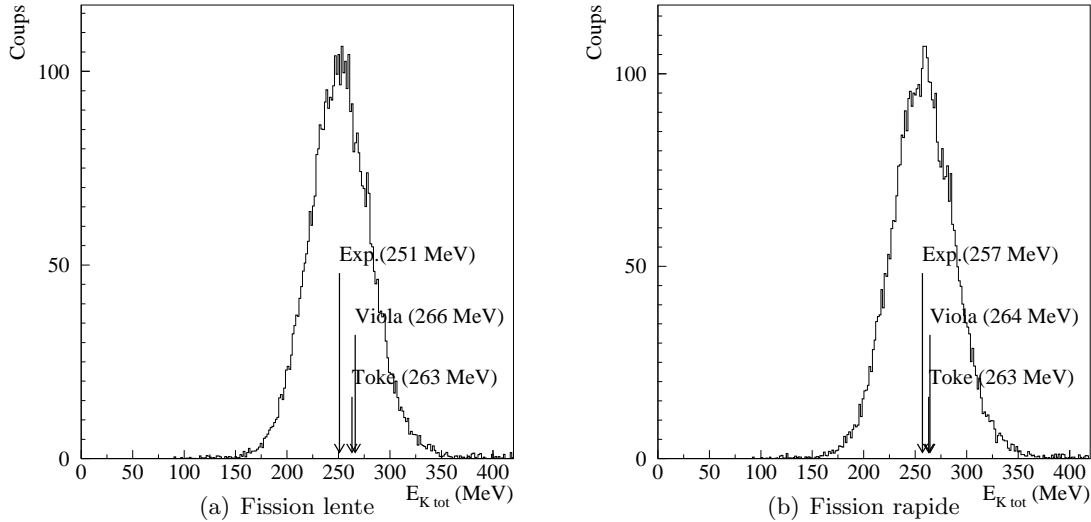


FIGURE 4.20 – Comparaison de la distribution expérimentale en énergie cinétique totale dans le centre de masse pour les événements de fission, intégrée sur l'ensemble des événements binaires complets ( $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ ), et des systématiques [69] et [32]. Les calculs ont été réalisés pour les deux hypothèses sur les masses, **a)** "fission rapide" et **b)** "fission lente". La valeur la plus probable de la distribution expérimentale est de  $251 \pm 1 \text{ MeV}$  pour "fission lente" et de  $257 \pm 1 \text{ MeV}$  pour "fission rapide".

<sup>4</sup>Nous ne donnons ici que l'erreur statistique provenant de l'estimation.

Toutefois, les coupures cinématiques du dispositif expérimental influencent la valeur la plus probable de la distribution, qui ne correspond ainsi pas aux valeurs données par les références, correspondant à une fission symétrique. Il est difficile d'estimer la valeur de  $E_{k\ tot}$  pour  $Z_B = Z_I$  expérimentalement à cause de la faible statistique dans cette région en  $Z$ , mais il est possible d'utiliser les simulations pour évaluer l'effet des coupures cinématiques. Les figures 4.21(a) et 4.22(a) comparent les distributions expérimentales à la distribution en  $E_{K\ tot}$  obtenue par les simulations à partir de la systématique de Viola ; on constate que ces deux distributions sont plus proches que ne le suggèrent les valeurs données précédemment.

En effet, en étudiant la distribution de  $E_{K\ tot}$  en fonction de  $Z_B$  (figures 4.21(b) et 4.22(b)), on comprend que la valeur la plus probable de la distribution intégrée ne correspond pas à la valeur à la symétrie, mais qu'elle y est inférieure, en particulier à cause du faible nombre relatif d'événements à la symétrie ( $Z = 55-65$ ), que l'on retrouve par les simulations ; il est intéressant de souligner que la distribution en  $Z$  choisie pour les simulations (figure 4.14) est en partie à l'origine de la qualité de cet accord.

La comparaison des courbes intégrées expérimentales et simulées suggère donc un meilleur accord entre les données expérimentales et les références, que ce soit dans l'hypothèse "fission rapide" ou "fission lente". L'accord avec les données existantes est remarquablement bon et confirme le fait que ces événements sont associés à un processus de capture complète, totalement relaxé en énergie.



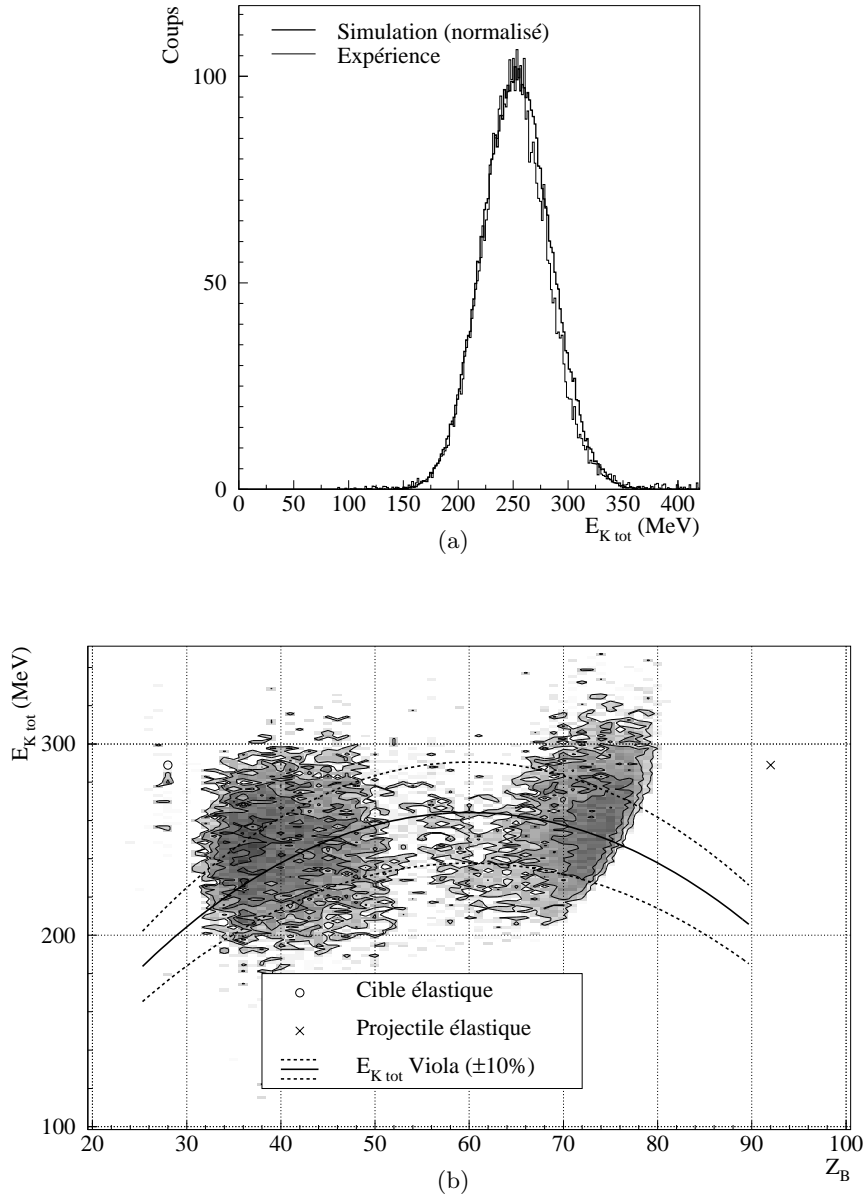


FIGURE 4.21 – Hypothèse “fission lente” :

- a) Distribution en  $E_{K\text{ tot}}$  intégrée sur l'ensemble des événements binaires complets ( $m = 2$  et  $Z_{\text{tot}}^{\text{ lourds}} = 120 \pm 10$ ), expérimentale (trait fin) et simulée (trait épais). Bien que les simulations utilisent la systématique de la référence [69], donnant une valeur de 266 MeV pour une scission symétrique, la valeur la plus probable de cette distribution est de 255 MeV, soit 4.5% de moins que la valeur à la symétrie. La valeur extraite des données expérimentales est de 251 MeV.
- b) Distribution expérimentale de  $E_{K\text{ tot}}$  en fonction du  $Z$  du fragment détecté dans le télescope 2, pour les mêmes événements que a), comparée à la valeur de la systématique de Viola [69], dont la variation est estimée par l'expression 4.1 (courbes).

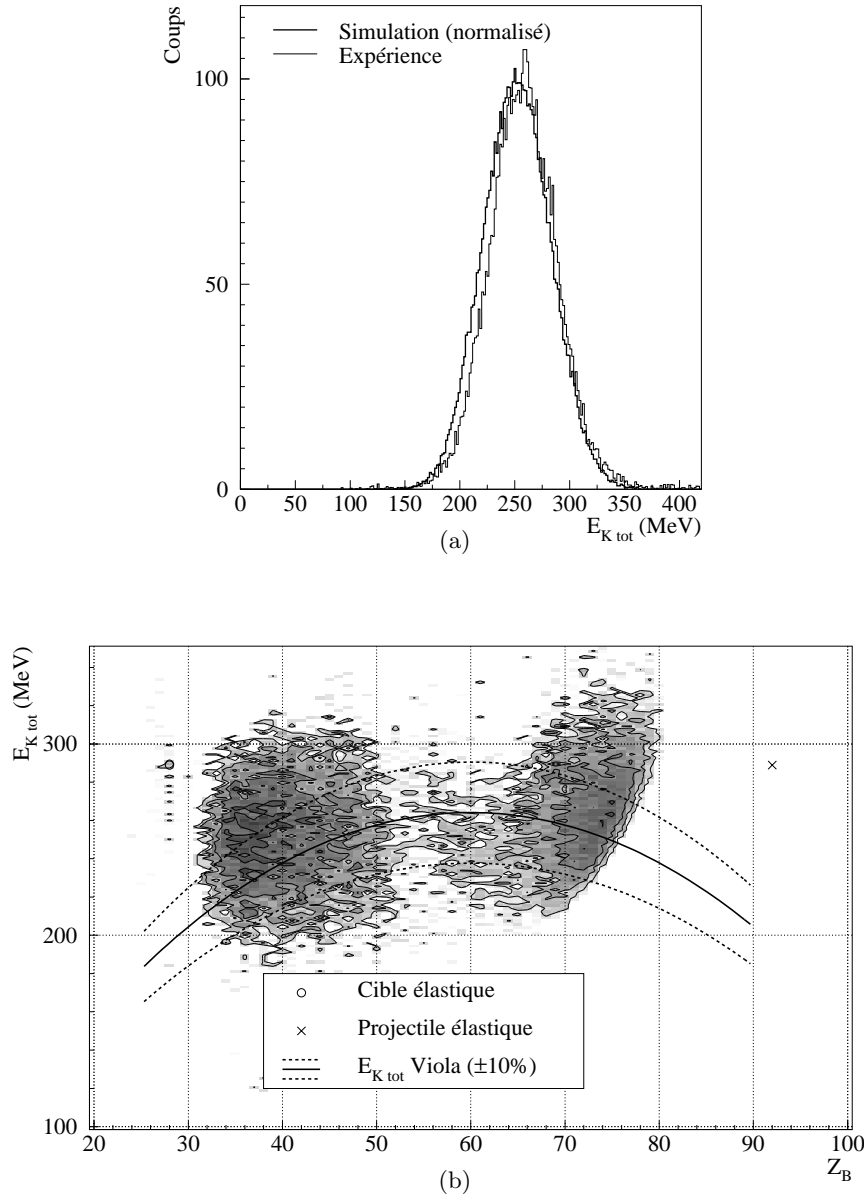


FIGURE 4.22 – Hypothèse “fission rapide” :

- a) Distribution en  $E_{K tot}$  intégrée sur l'ensemble des événements binaires complets ( $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ ), expérimentale (trait fin) et simulée (trait épais). Bien que les simulations utilisent la systématique de la référence [69], donnant une valeur de 264 MeV pour une scission symétrique, la valeur la plus probable de cette distribution est de 251 MeV, soit 4.9% de moins que la valeur à la symétrie. La valeur extraite des données expérimentales est de 257 MeV.
- b) Distribution expérimentale de  $E_{K tot}$  en fonction du  $Z$  du fragment détecté dans le télescope 2, pour les mêmes événements que a), comparée à la valeur de la systématique de Viola [69], dont la variation est estimée par l'expression 4.1 (courbes).

#### 4.3.3.5 Anisotropie avant-arrière de l'angle d'émission dans le référentiel du centre de masse

On a vu dans le premier chapitre que la durée d'une réaction de quasi-fission est très courte devant le temps de rotation du système composite, et que la distribution angulaire des fragments dans le centre de masse (CdM) est par conséquent anisotrope, car elle garde une mémoire de la direction des noyaux dans la voie d'entrée. Pour illustrer cela, dans le cas où la durée de la réaction est inférieure au temps nécessaire à une demi-rotation du système, les fragments proches du projectile sont émis plutôt vers l'avant, et ceux plus proches de la cible plutôt vers l'arrière.

En ce qui concerne la fusion suivie de fission, le système a largement le temps "d'oublier" les directions relatives des noyaux de la voie d'entrée, la durée de vie du noyau composé étant très supérieure au temps de rotation du système. La probabilité d'émission est donc sensiblement la même dans toutes les directions, et la distribution est isotrope dans le CdM.

La mesure de l'anisotropie en fonction du  $Z$  des fragments est donc un moyen de mettre en évidence la prédominance de l'un ou de l'autre de ces mécanismes. On la définit comme la différence entre le nombre de noyaux émis à l'avant et le nombre de noyaux émis à l'arrière<sup>5</sup>, que l'on normalise à la somme. Ces quantités, mesurées dans le laboratoire doivent être corrigées événement par événement, en utilisant l'expression 4.7 : nous souhaitons en effet estimer un rapport de sections efficaces dans le référentiel du centre de masse.

La figure suivante, 4.23, montre la projection de différents angles d'émission dans le centre de masse issue des simulations, superposée à la distribution en  $(Z, E)$  également issue des simulations. On constate que les fragments émis à des angles arrière ( $\theta_{cm} > 110^\circ$ ) se trouvent principalement à une énergie inférieure à 600 MeV, très près de la montée de Bragg.

Ainsi, la mauvaise qualité des calibrations et des identifications pour les fragments très lourds et à basse énergie dans les détecteurs silicium des télescopes est extrêmement pénalisante – nous avons vu dans la section 3.3.4 les difficultés que nous avons eu à reproduire la forme des lignes utilisées pour l'identification en  $Z$  près de la montée de Bragg. Cela conduit à une mauvaise identification en  $Z$  et, indirectement, à une mauvaise estimation de l'énergie, essentiellement pour les événements émis vers l'arrière, qui sont difficiles à quantifier. Il est alors impossible d'estimer une anisotropie fiable, celle-ci étant très sensible à de faibles variations de la forme de la distribution en  $(Z, E)$ .

Le signe le plus visible de ce problème est que l'on obtient des distributions d'anisotropie en fonction de  $Z$  très différentes selon le télescope à  $20^\circ$  (T2 ou T3) étudié, alors qu'il n'existe aucune justification physique à cela. Ce critère étant totalement inexploitable, nous ne présenterons pas ici ces résultats.

<sup>5</sup>La limite entre les angles "avant" et "arrière" est définie par  $\theta_{cm} = \theta_{lab} + 90^\circ$ , soit  $\theta_{lab} \approx 110^\circ$  pour T2.

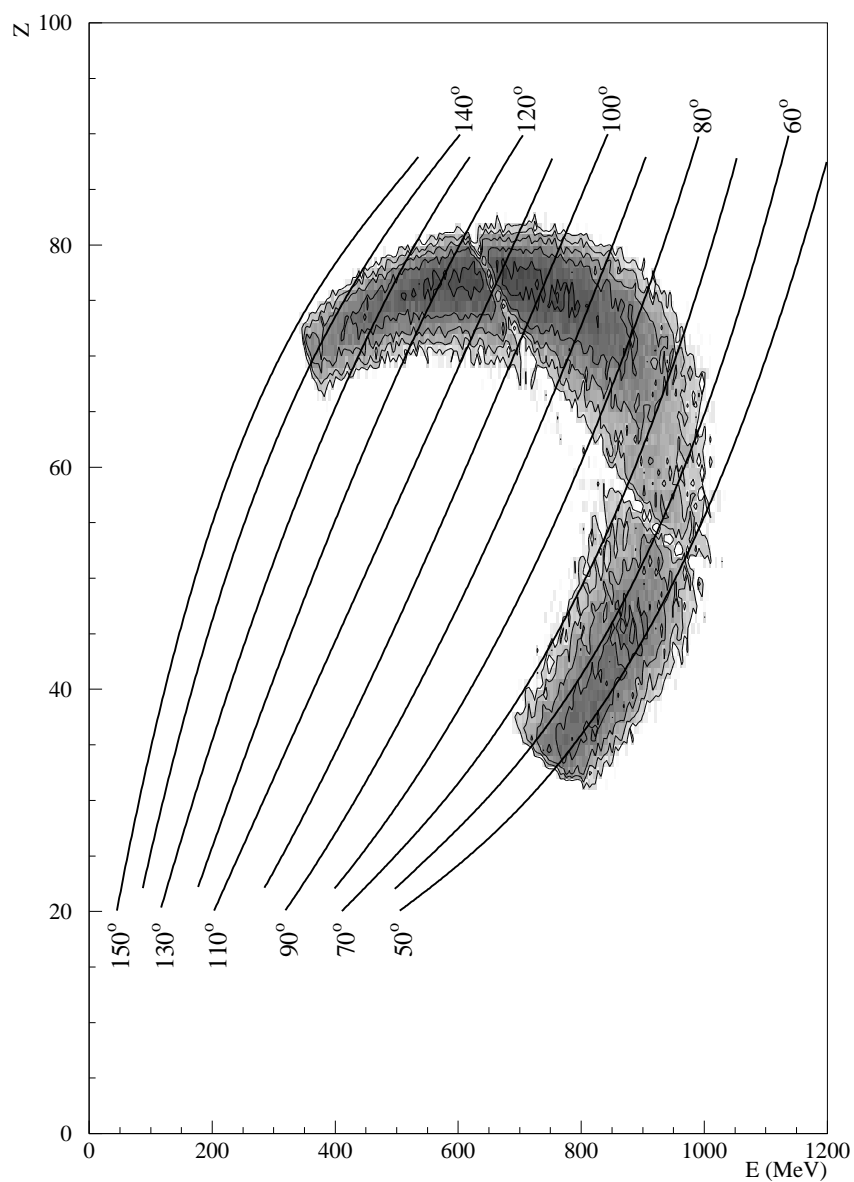


FIGURE 4.23 – Pour le fragment détecté dans le télescope de blocage à  $20^\circ$ , projection de l'angle d'émission dans le référentiel du centre de masse (lignes) dans le plan  $(Z, E)$ , superposé à une distribution simulée d'événements de fission complètement détectés.

#### 4.3.4 Creux de blocage associés aux événements binaires complets

Nous étudions dans cette section les creux de blocage associés à différentes sélections d'événements effectuées dans le plan  $(Z, E)$  parmi les événements binaires et complets ( $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$  et  $m = 2$ ).

Même si le rapport de coïncidence est relativement important pour la partie supérieure des télescopes ( $\geq 80\%$  pour  $y \geq 7$  mm), il est nul sur le reste de la surface à cause du problème de mise en temps (voir la section 3.4). Ainsi, la statistique disponible en coïncidences n'est collectée que sur une surface très réduite, correspondant à  $\approx 36\%$  de la surface utile. A cela s'ajoute le fait que l'axe cristallin n'est pas toujours orienté vers la partie du télescope ayant fonctionné en coïncidences : les runs correspondants n'ont donc pas pu être utilisés (soit 9 runs sur un total de 21).

L'erreur statistique sur les valeurs des grandeurs paramétrant la forme de ces creux,  $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$ , est donc très importante. Nous allons cependant voir par la suite que les valeurs obtenues pour les événements de coïncidence sont proches de celles obtenues pour les événements en inclusifs, ce qui nous a permis de valider ces dernières.

Afin d'étudier la variation de la forme des creux avec la charge du fragment à  $20^\circ$ , nous avons défini trois sélections dans la zone III du plan  $(Z, E)$  (figure 4.2), qui sont :

- $65 \leq Z \leq 72$
- $72 \leq Z \leq 77$
- $77 \leq Z \leq 85$

Afin de ne pas être gênés par les problèmes d'identification à basse énergie, l'étude de ces zones a été réalisée sur la partie à  $E \geq 600$  MeV de la distribution. Afin de pouvoir contrôler la cohérence des résultats, nous avons également étudié le creux de blocage associé à la partie à haute énergie de la zone III ( $E \geq 600$  MeV), ainsi que celui associé à la zone III, pour comparaison avec la zone 3. Nous avons aussi évalué l'effet de la composante à trois fragments lourds ( $m = 3$  et  $Z_{tot}^{lourds} \approx 120$ ), que l'on a identifié comme la traine de la région de fission séquentielle du quasi-projectile et qui représente approximativement 2% des événements de coïncidence, en comparant les creux de blocage obtenus en inclusifs et en coïncidences.

Finalement, nous avons défini une zone supplémentaire uniquement en coïncidences, pour  $30 \leq Z \leq 55$ ; la région entre  $Z = 55$  et  $Z = 65$  contient très peu d'événements et n'a donc pas été étudiée.

La figure 4.24 présente la distribution angulaire des fragments de chacune de ces zones.

Pour les sélections ayant un bon rapport de coïncidence, nous avons vérifié que les distributions angulaires en inclusifs et en coïncidences sont très proches : la présence d'une faible fraction d'événements de fission séquentielle du quasi-projectile, principalement pour  $65 \leq Z \leq 72$ , n'influence pas de manière visible les distributions angulaires.

Par conséquent, nous avons utilisé les distributions angulaires estimées sur les sélections en inclusifs pour les creux de blocage des sélections en coïncidences, afin de s'affranchir des incertitudes dues à l'ajustement de la fonction sur une surface réduite, et à la statistique limitée. Cela n'a pu être fait pour la zone  $30 \leq Z \leq 55$ , qui n'a donc été étudiée qu'en coïncidences.

On constate que les distributions sont décroissantes avec  $\theta$  croissant – fortement pour  $77 \leq Z \leq 85$  et plus doucement pour  $72 \leq Z \leq 77$ ; pour  $Z \leq 72$ , les distributions sont quasiment plates. Pour  $65 \leq Z \leq 85$ , la tendance est intermédiaire à ce que l'on observe pour les trois zones définies dans cet intervalle.

La distribution angulaire des fragments de la zone III montre une pente un peu moins forte que celle de la sélection à  $65 \leq Z \leq 85$ . Les distributions angulaires issues des simulations d'événements de fusion-fission, données sur la figure 4.25, varient de manière comparable.

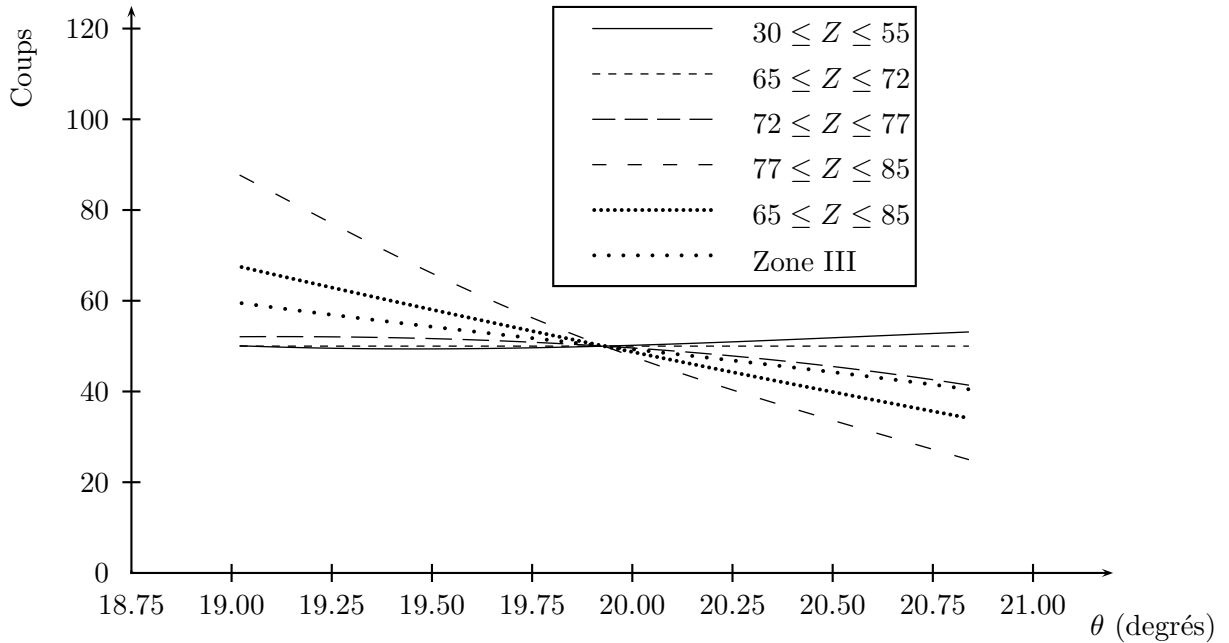


FIGURE 4.24 – Distributions angulaires expérimentales pour les différentes zones de quasi-fission/fusion-fission en fonction de l'angle  $\theta$  (degrés), évaluées sur T3. Les fonctions sont toutes normalisées à 50 en  $x_{T3} = 0$  ( $\theta = 19.93^\circ$ ).

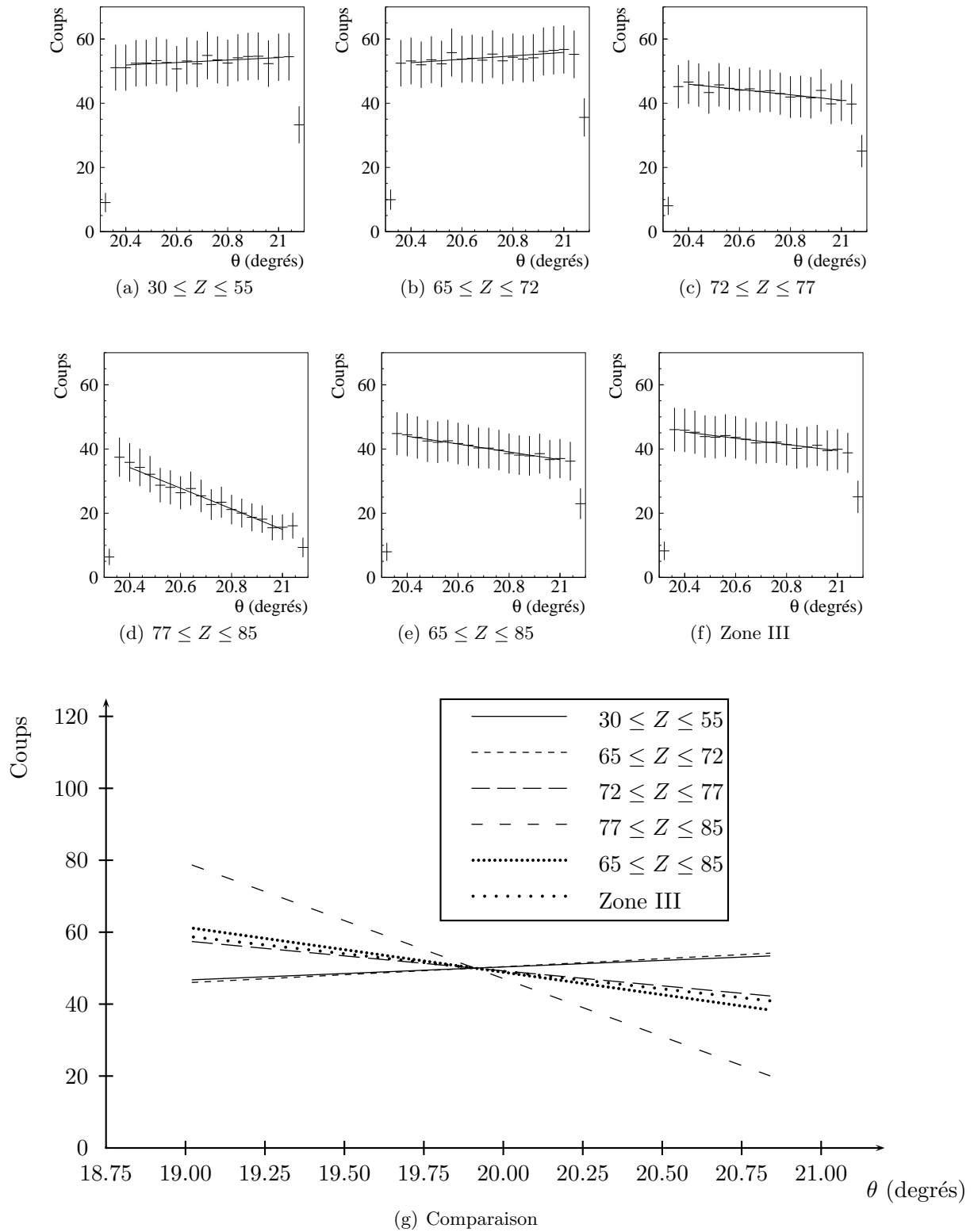


FIGURE 4.25 – Distributions angulaires issues des simulations, pour les différentes zones de quasi-fission/fusion-fission en fonction de l'angle  $\theta$  (degrés), pour comparaison avec les distributions expérimentales de la figure 4.24. Les fonctions sont toutes normalisées à 50 en  $\theta = 19.93^\circ$ .

Les figures 4.26, 4.27 et 4.28 présentent les creux de blocage pour ces zones, et les paramètres obtenus par ajustement sont présentés dans le tableau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Caractéristiques ( $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$ ) des creux de blocage associés aux zones de quasi-fission/fusion-fission. Les erreurs sont désignées par le préfixe  $\Delta$  et sont absolues, exprimées dans la même unité que la variable concernée. La dernière colonne est le  $\chi^2$  de l'ajustement, rapporté au nombre de degrés de liberté.

Zone		$\chi_{min}^G$ (%)	$\Delta\chi_{min}^G$ (%)	$\psi_{1/2}^G$ (°)	$\Delta\psi_{1/2}^G$ (°)	$\chi^2$
$30 \leq Z \leq 55$	Coïncidences	32.5	12.8	0.154	0.027	0.46
$65 \leq Z \leq 72$	Inclusifs	19.8	13.3	0.157	0.027	0.74
$65 \leq Z \leq 72$	Coïncidences	16.2	18.3	0.142	0.039	0.63
$72 \leq Z \leq 77$	Inclusifs	24.9	10.1	0.17	0.023	0.69
$72 \leq Z \leq 77$	Coïncidences	29.6	15.1	0.173	0.037	0.41
$77 \leq Z \leq 85$	Inclusifs	30.6	9.3	0.251	0.033	0.66
$77 \leq Z \leq 85$	Coïncidences	27.5	15.2	0.246	0.054	0.53
Zone III – $E \geq 600$ MeV	Inclusifs	29.2	6.6	0.187	0.016	0.72
Zone III – $E \geq 600$ MeV	Coïncidences	28.1	8.9	0.198	0.024	0.62
Zone III	Inclusifs	30.6	4.4	0.223	0.013	0.75
Zone III	Coïncidences	31.3	6.8	0.22	0.021	0.75
Zone 3		31.6	4.5	0.23	0.014	0.57

Les figures 4.30(a) et 4.30(b), présentant les résultats du tableau 4.2 sous forme graphique, permettent de constater que les valeurs obtenues sur les sélections d'événements en inclusifs et en coïncidences sont équivalentes entre elles, à la fois pour  $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$ . L'écart entre les valeurs en inclusifs et en coïncidences ne semble pas suivre de règle bien définie, et est toujours inférieur aux barres d'erreur.

Par ailleurs, on constate un bon accord en termes de  $\chi_{min}^G$  des zones  $72 \leq Z \leq 77$  et  $77 \leq Z \leq 85$  avec la zone  $65 \leq Z \leq 85$ ; la zone  $65 \leq Z \leq 72$  semble quant à elle plus basse que  $72 \leq Z \leq 77$  et  $77 \leq Z \leq 85$ , mais reste compatible avec  $65 \leq Z \leq 85$  à l'intérieur des barres d'erreurs.

De la même manière, le  $\chi_{min}^G$  de la zone III est très proche de celui de la zone 3 (31.6%), aussi bien en coïncidences (31.3%) qu'en inclusifs (30.6%). L'effet de la coupure en énergie à 600 MeV, permettant de définir la zone  $65 \leq Z \leq 85$  à partir de la zone III, n'induit qu'une faible diminution de  $\chi_{min}^G$ , de l'ordre de 2 à 3%.

Finalement, on ne constate pas d'évolution évidente de  $\chi_{min}^G$  avec le  $Z$ ; seule la zone  $65 \leq Z \leq 72$  semble être un peu à part, en restant toutefois compatible à l'intérieur des barres d'erreurs avec les autres zones.

La variation de la largeur  $\psi_{1/2}^G$  avec  $Z$  (figure 4.30(b)) est croissante. Nous avons comparé les valeurs obtenues ici avec la variation en  $\sqrt{Z/E}$  de la relation 2.5 sur la figure 4.31, qui présente la variation du rapport  $\psi_{1/2}^G/\sqrt{Z/E}$  en fonction de la sélection d'événements. Pour évaluer ce rapport, nous avons pris en compte la valeur moyenne des distributions en  $Z$  et en  $E$ , leur largeur (RMS), ainsi que l'incertitude sur la valeur de  $\psi_{1/2}^G$  que l'on a donnée dans le tableau 4.2. L'ensemble des points semble compatible avec une valeur de ce rapport proche de 0.6, ce qui est en accord avec la relation 2.5, malgré les effets pouvant modifier  $\psi_{1/2}^G$  (section 3.5.1).



Tout comme pour  $\chi_{min}^G$ , la valeur de  $\psi_{1/2}^G$  obtenue sur la zone III est très proche de celle obtenue sur la zone 3, et celle obtenue pour la zone  $65 \leq Z \leq 85$  est compatible avec celles des différentes zones dans cet intervalle, tout en restant proche de celle de la zone III.

Nous avons vu dans la présentation de la méthode du blocage cristallin que les émissions de particules par les fragments sont susceptibles d'altérer la forme des creux de blocage par désorientation des fragments; pour étudier cet effet, nous avons représenté sur la figure 4.32 les variations comparées de  $m_{PLC}$  et de  $\chi_{min}^G$  pour les différentes sélections en  $Z$  et en  $E$  des événements binaires complets. Ces multiplicités de particules sont très sensibles à l'efficacité de détection, d'une part des fragments lourds, et d'autre part des particules elles-mêmes; les multiplicités tendent à être sous-estimées par une efficacité de détection des particules inférieure à 100%. Les valeurs données dans la figure 4.32 ne sont donc qu'indicatives, mais nous amènent à conclure que dans le cas des creux étudiés dans cette section cet effet semble négligeable, comme dans la section 4.2.3 où nous avons comparé les creux de blocage associés à la détection de quasi-cibles diffusées quasi-élastiquement et inélastiquement.

De manière plus rigoureuse, l'impact de l'émission de particules sur les creux peut être estimé en constituant les creux de blocage associés aux événements pour lesquels aucune PLC n'a été détectée, et en les comparant aux creux constitués en inclusifs. Cette étude a été menée par ailleurs et a permis de vérifier que cet effet est négligeable [79], et qu'il ne peut donc être à l'origine des valeurs élevées de  $\chi_{min}^G$  obtenues pour ces sélections d'événements binaires complets. Celles-ci ne peuvent alors qu'être liées à la présence d'une composante de longs temps de fission ( $> 7 \cdot 10^{-19}$  s).

On peut conclure cette section en affirmant que les valeurs de  $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$ , obtenues sur la sélection d'événements de la zone 3 définie en inclusifs, reflète bien ce qui est observé lorsque l'on considère une sélection "propre" d'événements (en coïncidences) d'événements binaires complètement détectés. Il est alors fondé de comparer le  $\chi_{min}^G$  du creux de blocage associé aux fragments de la zone 3 à la référence de temps courts, qui est le  $\chi_{min}^G$  du creux de blocage associé à la diffusion quasi-élastique (zone 2). L'utilisation du  $\chi_{min}^G$  de la zone 3 – ou de manière tout à fait équivalente celui de la zone III – permet d'estimer avec un minimum d'incertitudes dues à la statistique la forme du creux de blocage associé à des événements de capture complète (fusion-fission ou quasi-fission totalement relaxée en énergie).

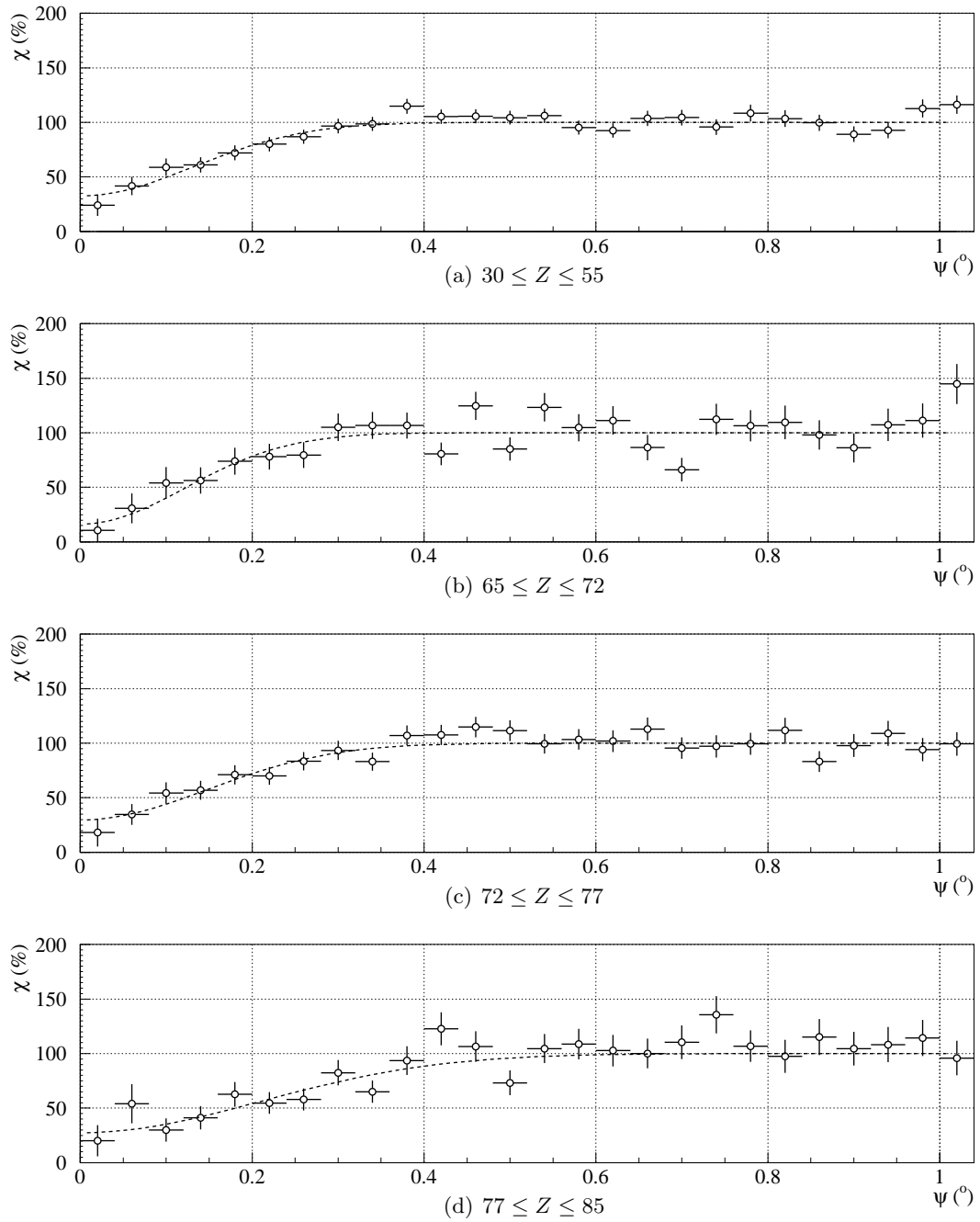


FIGURE 4.26 – Creux de blocage pour les événements de quasi-fission/fusion-fission, en coïncidences.

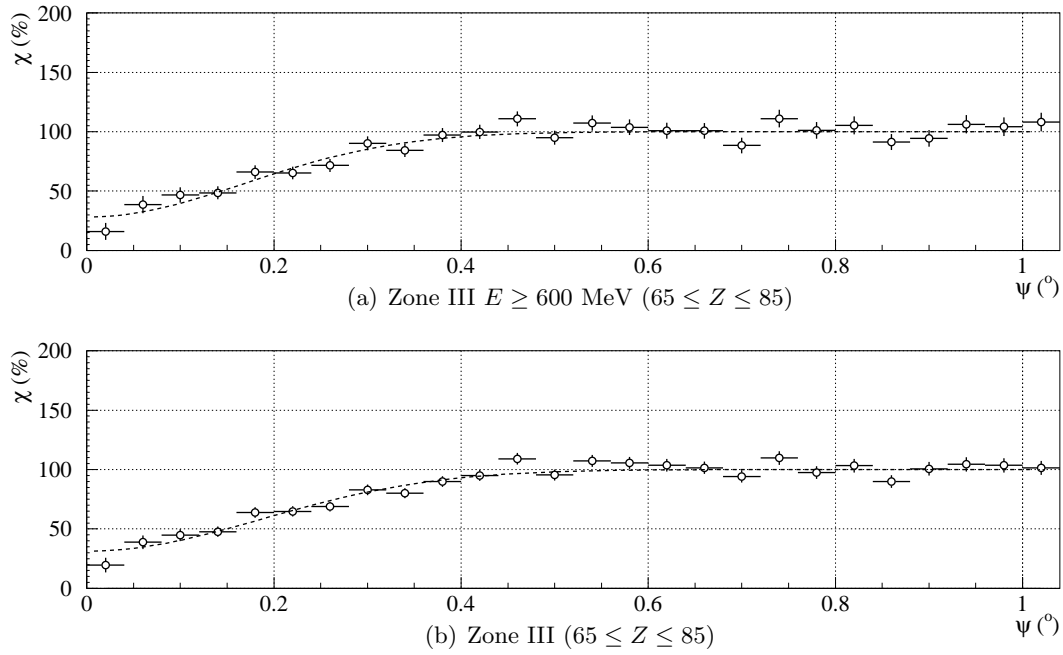


FIGURE 4.27 – Creux de blocage pour les événements de quasi-fission/fusion-fission, en coïncidences (suite).

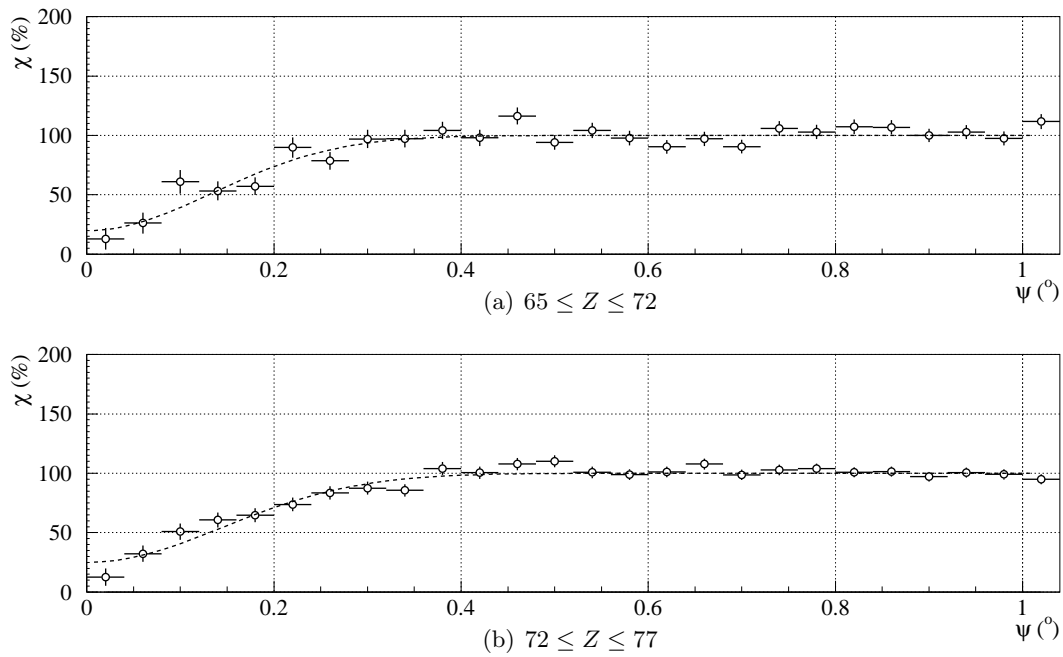


FIGURE 4.28 – Creux de blocage pour les événements de quasi-fission/fusion-fission, en inclusifs.

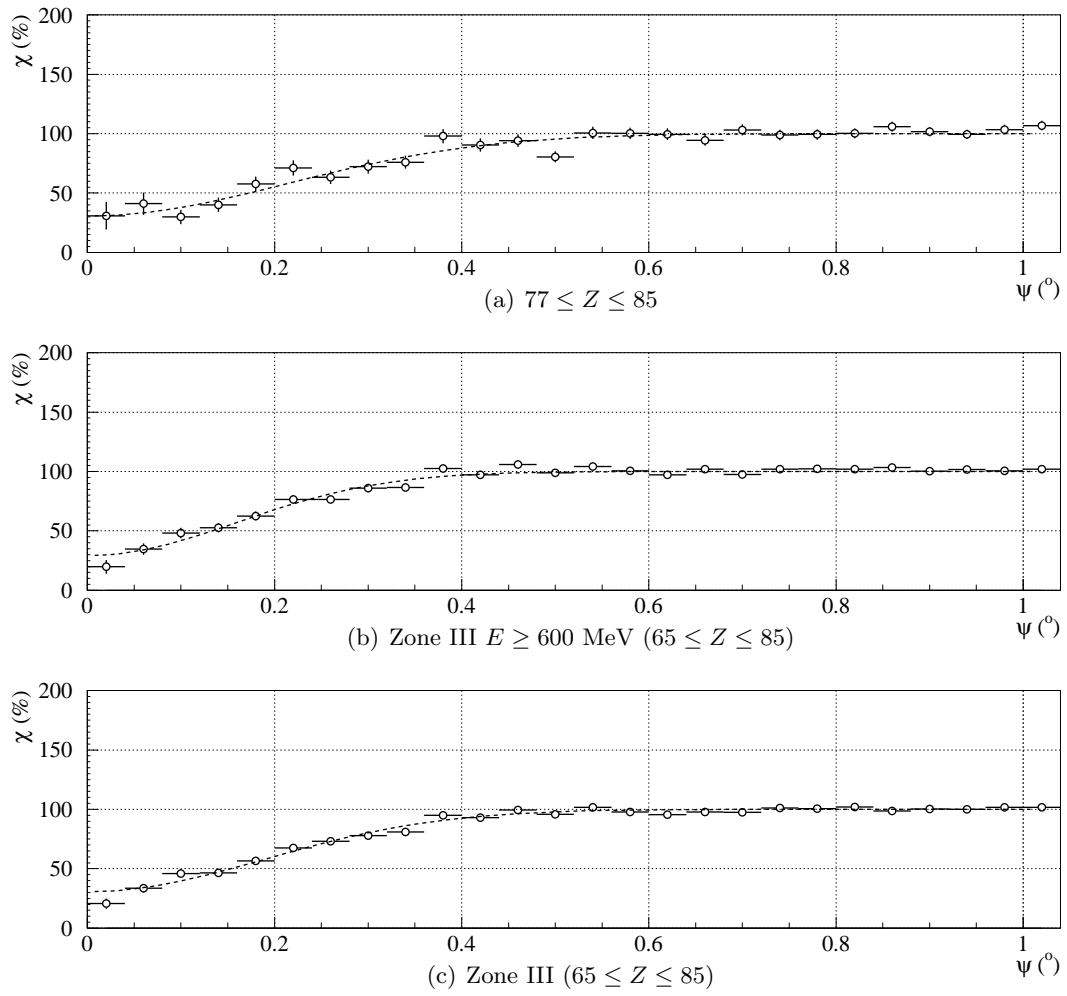


FIGURE 4.29 – Creux de blocage pour les événements de quasi-fission/fusion-fission, en inclusifs (suite).

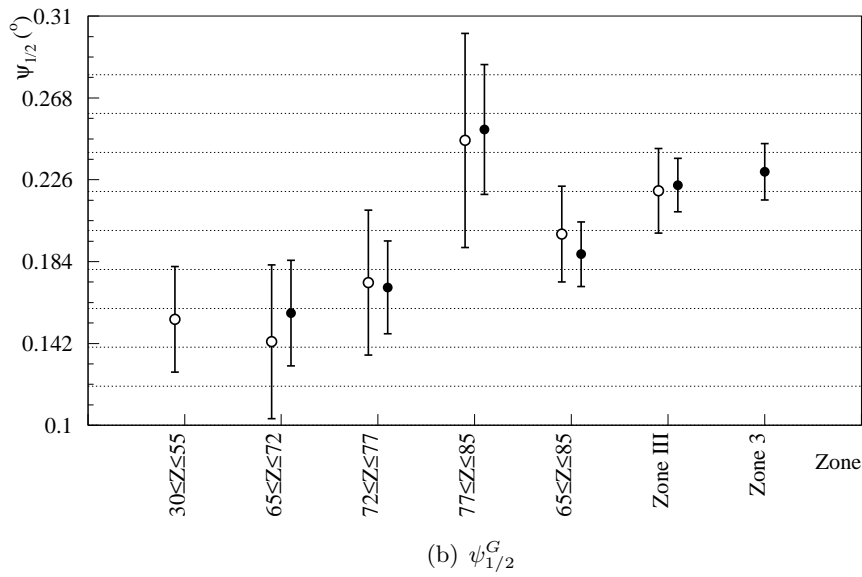
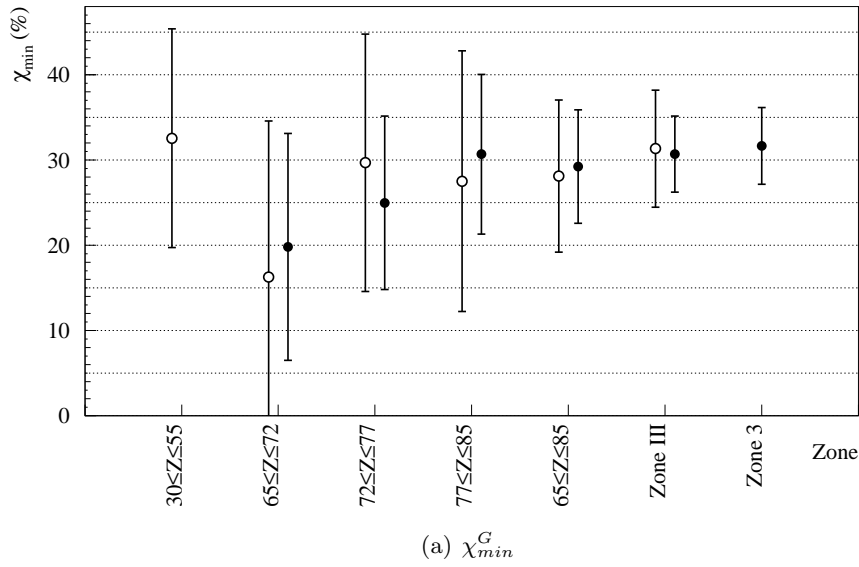


FIGURE 4.30 – Comparaison pour les différentes zones de quasi-fission/fusion-fission des paramètres ajustés sur les creux de blocage expérimentaux. Les symboles vides correspondent aux creux définis en coïncidences, et les symboles pleins aux creux en inclusifs. Pour référence, les valeurs obtenues pour les zones 3, III ainsi que III à haute énergie ( $E \geq 600$  MeV, notée  $65 \leq Z \leq 85$ ) ont été portées sur ces figures.

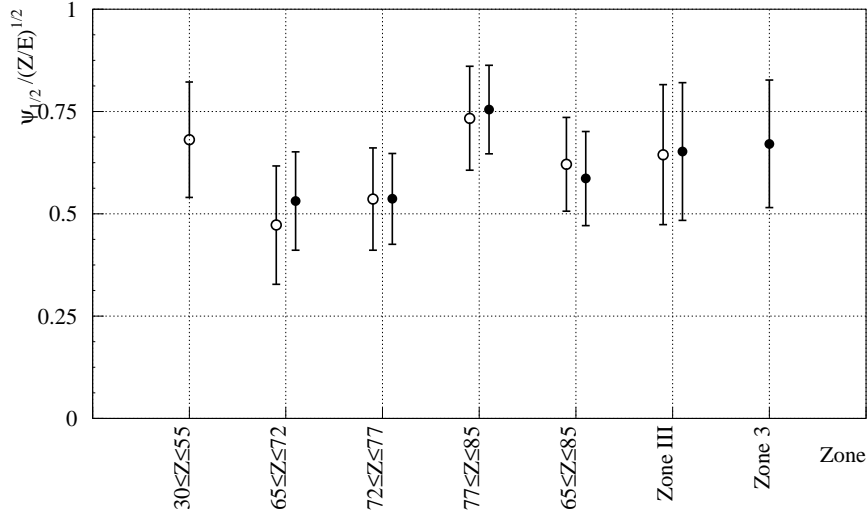


FIGURE 4.31 – Comparaison pour les différentes zones de quasi-fission/fusion-fission du rapport entre  $\psi_{1/2}^G$  et  $\sqrt{\langle Z \rangle \langle E \rangle}$ . Les valeurs moyennes de  $E$  et de  $Z$  ont été utilisées pour estimer ce rapport. Les barres d'erreurs sont calculées à partir de l'erreur sur  $\psi_{1/2}^G$  provenant de l'ajustement ainsi que des largeurs (RMS) des distributions en  $Z$  et en  $E$  pour chaque zone. Les symboles vides correspondent aux creux définis en coïncidences, et les symboles pleins aux creux en inclusifs. Pour référence, les valeurs obtenues pour les zones 3, III ainsi que III à haute énergie ( $E \geq 600$  MeV, notée  $65 \leq Z \leq 85$ ) ont été portées sur cette figure.

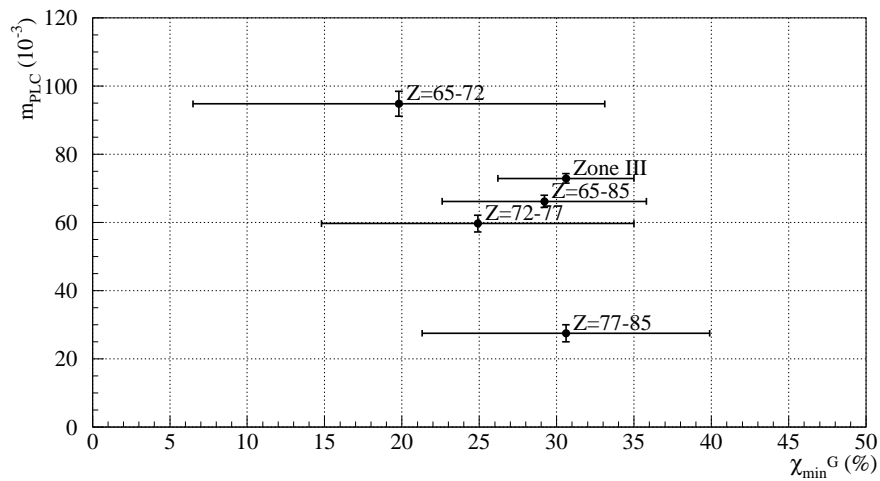


FIGURE 4.32 – Corrélation entre multiplicité de particules légères chargées ( $m_{PLC}$ ) et  $\chi_{min}$  des creux de blocage expérimentaux pour les différentes sélections en  $Z$  et en  $E$  d'événements binaires complets étudiées (voir texte). Les multiplicités de PLC données dans cette figure ne sont pas corrigées de l'efficacité de détection.



#### 4.4 Sensibilité de la méthode testée par l'étude de la fission du quasi-projectile

Même si ils sont dominés par les événements de fission séquentielles de noyaux d'uranium peu excités, produits dans les collisions les plus périphériques, les événements sélectionnés par le contour de la zone IV correspondent à une distribution en paramètre d'impact relativement large et donc à une distribution d'énergie d'excitation de l'uranium également relativement importante. F. Goldenbaum *et al.* [77] ont étudiés l'évolution des temps de fission d'un noyau d'uranium en fonction de son énergie d'excitation. Dans cette expérience, les temps de fission étaient déduits par la même technique de blocage cristallin, l'énergie d'excitation du noyau fissionnant étant mesurée via la multiplicité totale de neutrons évaporés. Ces résultats, confortés par ceux de H. Wilschut *et al.* [80], utilisant une autre horloge atomique, sont présentés sur la figure 4.33 tirée de la référence [77] sur laquelle nous avons reporté les limites de sensibilité  $t_{min} \approx 7.10^{-19}$  s et  $t_{max} \approx 10^{-17}$  s correspondant aux conditions expérimentales de notre étude. Il nous est donc apparu intéressant de vérifier la cohérence des résultats de ces deux expériences dans cette fenêtre de sensibilité.

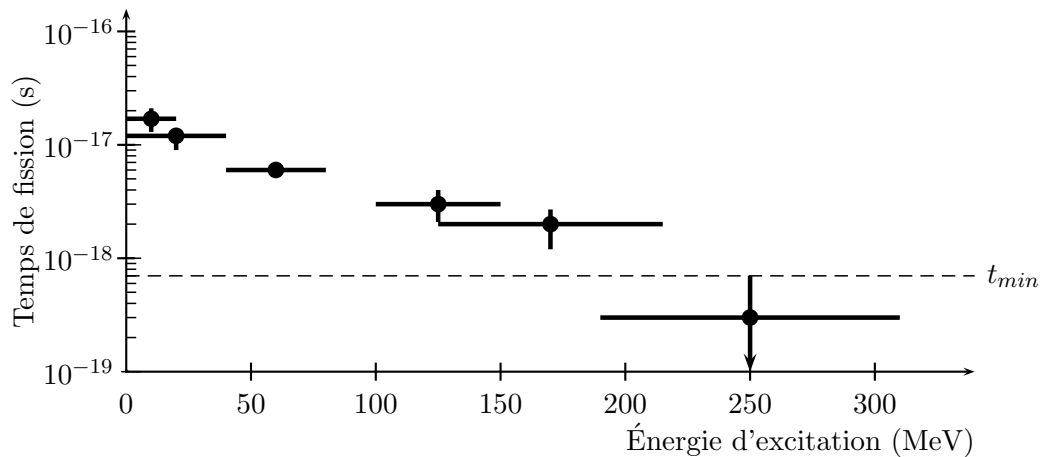


FIGURE 4.33 – Évolution du temps de fission de l'uranium en fonction de son énergie d'excitation d'après [77]. La ligne horizontale permet de situer la limite de sensibilité en temps ( $t_{min}$ ) de la méthode du blocage cristallin telle que mise en œuvre dans cette expérience.

La sélection des événements de fission séquentielle du quasi-projectile en fonction de la relaxation de la diffusion initiale nous permet alors de tester la sensibilité de la méthode expérimentale pour nos conditions expérimentales à la présence de temps plus longs que  $\approx 10^{-18}$  s.

La sous-section suivante présente tout d'abord une étude détaillée des différents types d'événements détectés dans la zone 4 et met en évidence la présence d'événements de fission du quasi-projectile complètement détectés.

La sous-section 4.4.2 présente les calculs permettant d'obtenir les propriétés cinématiques de ces événements, qui seront exploitées par la suite pour étudier la variation de l'effet de blocage avec la variation de l'énergie d'excitation du quasi-projectile.



#### 4.4.1 Étude en multiplicité de fragments lourds et en $Z$ total

Lorsque l'on regarde la distribution en multiplicité de fragments lourds des événements de la zone 4 (figure 4.34(a)), on constate un rapport de coïncidence de l'ordre de 80%, ainsi que l'existence de deux composantes à deux et trois fragments lourds, de poids statistique comparable.

En considérant la distribution en  $Z_{tot}^{lourds}$  (figure 4.34(b)) des événements à deux fragments lourds, on retrouve les événements de capture complète étudiés dans la section précédente correspondant à  $Z_{tot}^{lourds} \approx 117$  et identifiés sur la figure 4.12, ainsi que deux autres composantes :

- la première, piquée à  $Z_{tot}^{lourds} \approx 95$ ,
- la seconde, plus large, pour laquelle  $Z_{tot}^{lourds}$  est compris entre 60 et 85.

La composante à trois fragments lourds ne comprend qu'une seule composante, à  $Z_{tot}^{lourds} \approx 122$ .

La figure 4.35(b) permet d'identifier les événements à deux fragments lourds à partir de la corrélation en  $Z$  entre les deux fragments détectés. On y distingue clairement les trois composantes identifiées sur la figure 4.34(b), ce qui permet d'identifier celles avec  $Z_{tot}^{lourds} < \approx 100$  comme provenant d'événements de fission séquentielle de la quasi-cible partiellement détectés : pour  $Z_{tot}^{lourds} \approx 95$ , les deux fragments du quasi-projectile sont détectés mais pas la quasi-cible, tandis que pour  $60 \leq Z_{tot}^{lourds} \leq 85$  c'est un fragment de fission du quasi-projectile qui n'est pas détecté.

La figure 4.35(a), présentant pour les événements à trois fragments lourds la corrélation en  $Z$  entre les deux fragments détectés dans Indra, montre que pour ces événements le fragment le plus léger possède un  $Z$  ne dépendant pas de celui du fragment lourd, et proche de  $Z = 28$ , le numéro atomique de la cible. Cela permet d'identifier les deux fragments lourds comme les fragments de fission du quasi-projectile, et le fragment plus léger comme la quasi-cible. Cette composante correspondant aux événements de fission séquentielle du quasi-projectile complètement détectés représente environ 31% des événements de la zone 4.

Pour ces mêmes événements, on peut noter que le pic à  $Z_{tot}^{lourds} \approx 122$ ,  $m = 3$  présente une traîne vers les  $Z_{tot}^{lourds}$  plus petits, jusqu'à 90 environ. Elle s'explique par la mauvaise identification en  $Z$  des fragments très lourds à basse énergie, près de la montée de Bragg. Ces événements mal identifiés sont mis en évidence sur les distributions en  $(Z, E)$  des fragments détectés dans Indra, à  $E < 300$  MeV sur les figures 4.36(a) et 4.36(b).

Les valeurs de  $Z_{tot}^{lourds}$  pour les événements complètement détectés ( $m = 3$  et  $Z_{tot}^{lourds} \approx 122$ ) et pour ceux dont les deux fragments du quasi-projectile ont été détectés ( $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} \approx 94.6$ ) diffèrent des valeurs attendues de 120 et 92. Ces écarts proviennent du choix des masses utilisées pour l'identification en  $Z$  des fragments, dont l'effet est décrit brièvement dans la section 4.2.1 et de manière plus détaillée dans la section 3.3.4.

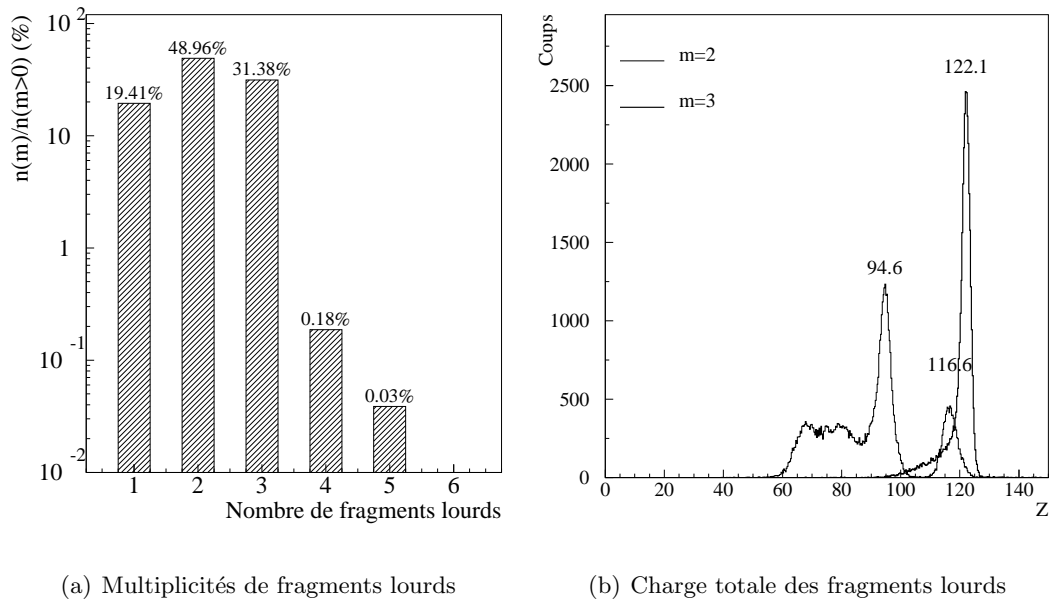


FIGURE 4.34 – Zone 4 : Distribution en multiplicité de fragments lourds et  $Z$  total des fragments lourds détectés. Pour b), la courbe épaisse correspond aux événements ayant une multiplicité de fragments lourds de 3, la courbe fine à ceux ayant une multiplicité de 2. Les valeurs indiquées sur la figure sont les valeurs moyennes des pics.

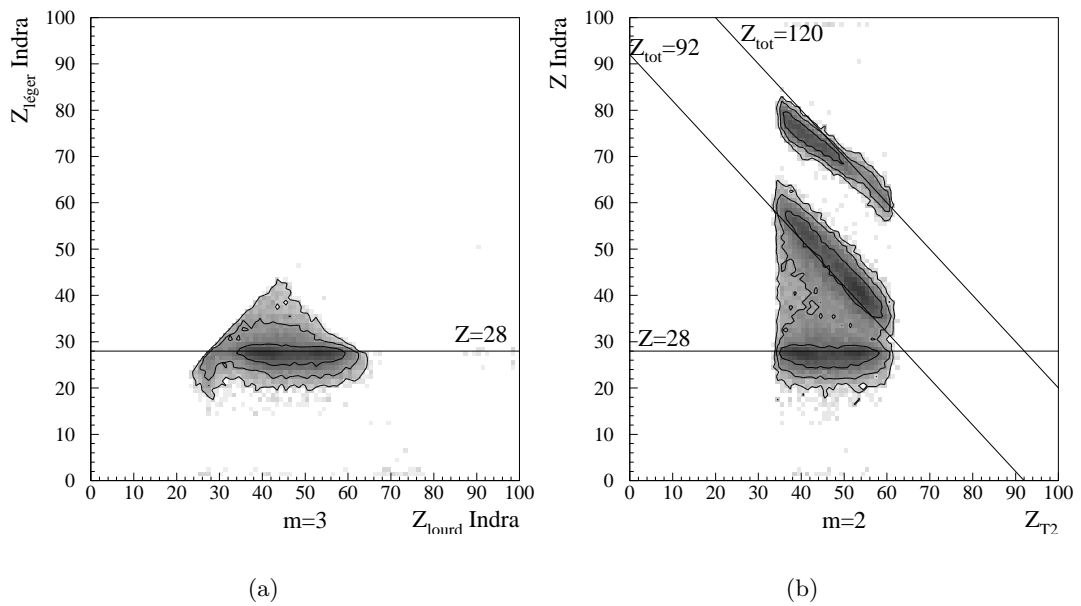


FIGURE 4.35 – Pour les événements de la zone 4 : **a)** Corrélation entre les  $Z$  des deux fragments détectés dans Indra pour  $m = 3$ . **b)** Corrélation entre le  $Z$  du fragment détecté dans Indra et le  $Z$  du fragment détecté dans le télescope 2 pour les événements  $m = 2$ .

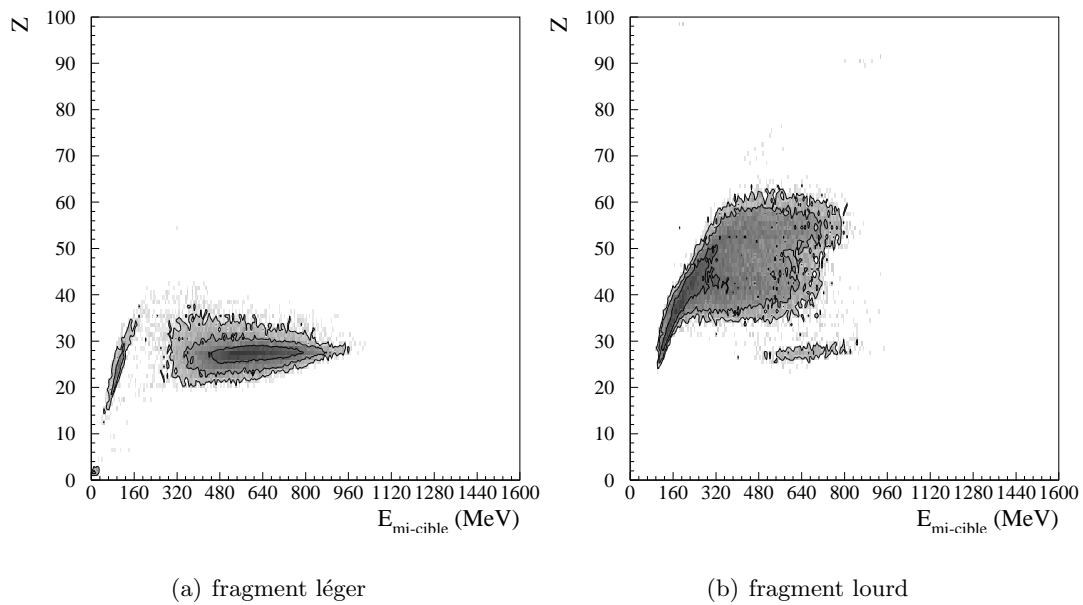


FIGURE 4.36 – Distribution dans le plan  $(Z, E)$  des fragments lourds et légers détectés dans Indra, en coïncidence avec les événements  $m = 3$  de la zone 4.

#### 4.4.2 Calculs cinématiques

Pour les événements complètement détectés, l'énergie d'excitation du noyau d'uranium peut être déduite d'un bilan énergétique détaillé entre la voie d'entrée et la voie de sortie moyennant certaines hypothèses raisonnables sur le partage de cette énergie entre les deux partenaires de la réaction de diffusion. Cependant, compte-tenu des imperfections de notre dispositif expérimental (incertitude sur les directions des fragments détectés dans Indra et rapport de coïncidence limité), nous avons également suivi l'évolution des figures de blocage en fonction de l'élasticité de cette diffusion,  $\mathcal{E}$ , définie dans l'équation 4.22 ci-après. Ces calculs ont été réalisés pour les événements de fission du quasi-projectile de la zone IV, définie dans le plan  $(Z, E)$  par  $35 \leq Z \leq 60$  et  $300 \leq E \leq 1000$  MeV. Les événements étudiés sont ceux ayant soit été complètement détectés ( $m = 3$  et  $Z_{tot}^{lourds} \approx 120$ ), soit ceux pour lesquels seuls les deux fragments du quasi-projectile ont été détectés ( $m = 2$  et  $Z_{tot}^{lourds} \approx 92$ ).

Le principal problème de ce calcul cinématique à trois corps est que parmi les directions des trois fragments, seule celle du fragment détecté dans le télescope à  $20^\circ$  est connue avec une bonne précision ( $0.02^\circ$ ); il est ainsi difficile de déterminer précisément la direction d'émission du quasi-projectile. Nous verrons cependant que l'utilisation des angles moyens du module d'Indra dans lequel a été détecté le deuxième fragment de fission du quasi-projectile permet d'obtenir des résultats satisfaisants.

Les notations utilisées sont similaires à celles utilisées dans la section 4.3.3.3; pour désigner chaque noyau et fragment, nous avons utilisé les indices :

- $P$  : projectile d'uranium ;
- $C$  : cible de nickel ;
- $QP$  : quasi-projectile ;
- $QC$  : quasi-cible ;
- $B$  : fragment de fission du quasi-projectile détecté dans le télescope de blocage à  $20^\circ$  ;
- $I$  : fragment de fission du quasi-projectile détecté dans Indra ;

Le point de départ des calculs est le fragment détecté dans le télescope de blocage. À partir des énergies et positions mesurées pour ce fragment on peut écrire sa vitesse dans le laboratoire (en coordonnées cartésiennes dans le référentiel de la figure 3.9) comme :

$$\vec{V}_B = \sqrt{\frac{2E_B}{M_B}} \begin{cases} \sin \theta_B \sin \phi_B \\ \cos \theta_B \\ \sin \theta_B \cos \phi_B \end{cases} \quad (4.16)$$

avec  $E_B$ ,  $\theta_B$  et  $\phi_B$  les valeurs mesurées, respectivement, de l'énergie et des angles définissant la direction du fragment détecté à  $20^\circ$  dans le référentiel du laboratoire.  $M_B$  est la masse de ce fragment déduite du rapport  $N/Z$  de l'uranium et de la charge  $Z_B$  mesurée, elle-même corrigée de la différence entre la valeur mesurée de  $Z_B + Z_I$  et 92 (voir la section 3.3.4) :

$$M_B = \frac{238}{92} \left( Z_B \times \frac{92}{Z_B + Z_I} \right) \quad (4.17)$$

Il est important de noter qu'aucune correction n'a été faite pour tenir compte de l'évaporation de neutrons par les fragments de fission, et que ce calcul de la masse des fragments n'est donc vraiment correct que pour les énergies d'excitation du quasi-projectile les plus faibles. Cependant, pour la comparaison semi-quantitative que nous comptons faire avec des valeurs d'énergie d'excitation déduites de multiplicités de neutrons et dotées d'une incertitude expérimentale non négligeable, cette approximation nous est apparue acceptable et nous n'avons pas entrepris une

étude plus détaillée mettant en jeu un calcul itératif des masses des fragments après évaporation et pour différentes hypothèses de répartition de l'énergie d'excitation entre les différents partenaires de la réaction.

De la même manière pour le fragment de fission du quasi-projectile détecté dans Indra, en utilisant pour les angles les valeurs moyennes de la couronne, on a :

$$\vec{V}_I = \sqrt{\frac{2E_I}{M_I}} \begin{cases} \sin \theta_I \sin \phi_I \\ \cos \theta_I \\ \sin \theta_I \cos \phi_I \end{cases} \quad (4.18)$$

ce qui, à partir de la conservation de l'impulsion du quasi-projectile,

$$\vec{P}_{QP} = \vec{P}_B + \vec{P}_I \quad (4.19)$$

permet de calculer l'énergie cinétique de ce dernier dans le laboratoire :

$$E_{QP} = \vec{P}_{QP}^2 / 2M_{QP} \quad (4.20)$$

où on considère que  $M_{QP} = 238$ , ce qui n'est vraiment le cas que pour les quasi-projectiles les moins excités.

Connaissant l'impulsion du quasi-projectile, il est alors possible de connaître celle de la quasi-cible, et de remonter à la collision initiale de la même manière que pour la reconstruction cinématique des événements binaires complets présentée dans la section 4.3.3.3.

L'énergie d'excitation du quasi-projectile,  $E_{QP}^*$  peut être estimée par un simple bilan, en supposant que l'énergie disponible au moment de la diffusion, estimée comme la différence entre l'énergie du projectile et la somme des énergies du quasi-projectile et de la quasi-cible, est répartie entre les produits de la réaction dans le rapport de leurs masses :

$$E_{QP}^* = \frac{M_{QP}}{M_{QP} + M_{QC}} (E_P - E_{QC} - E_{QP}) \quad (4.21)$$

Par les expressions mises en œuvre, ce calcul utilise les informations concernant les trois fragments détectés et  $E_{QP}^*$  ne peut donc être évaluée que pour les événements complètement détectés.

L'élasticité  $\mathcal{E}$  de la réaction est définie dans le centre de masse par le rapport de la vitesse du quasi-projectile à celle du projectile :

$$\mathcal{E} = \frac{v_{QP}^{cm}}{v_U^{cm}} \quad (4.22)$$

N'impliquant que les propriétés des deux fragments du quasi-projectile,  $\mathcal{E}$  peut être évaluée aussi bien pour les événements complètement détectés que pour les événements pour lesquels seuls les deux fragments de fission du quasi-projectile sont détectés.

### *Contrôles et estimation du décalage des couronnes avant d'Indra*

Les valeurs des différentes grandeurs que nous extrayons de la reconstruction cinématique dépendent de la position des couronnes avant d'Indra, dont on a vu à la page 126 qu'elles sont décalées par rapport aux positions du tableau 2.2 d'au moins 4 mm vers l'aval du faisceau. Mais ce décalage n'est pas connu, et l'étude de la cinématique des événements de la zone 3 (III) n'a pas permis d'obtenir de contrainte réaliste sur sa valeur.

L'étude de la variation de l'énergie cinétique totale de la fission de l'uranium en fonction de la masse du fragment lourd de l'uranium  $M_{\text{heavy}}$ , comparée à la distribution expérimentale de la référence [81], nous a permis d'estimer la valeur de ce décalage. Pour ce faire, les événements complètement détectés de fission séquentielle de l'uranium de la zone IV ont été isolés en utilisant une coupure sur le nombre de fragments lourds ( $m = 3$ ). Nous avons sélectionné les événements pour lesquels la masse du quasi-projectile est proche de celle de l'uranium par une coupure supplémentaire sur l'énergie d'excitation à  $E_{QP}^* < 30$  MeV.

Nous avons ensuite comparé la dépendance expérimentale  $E_{K\text{ tot}}(M_{\text{heavy}})$  estimée pour plusieurs valeurs du décalage  $d$  des couronnes avant vers l'aval du faisceau, à celle tirée de la référence [81]. Comme en témoigne la figure 4.37, l'accord entre ces données est très bon pour  $d = 8$  mm, et il se dégrade lorsque  $d$  s'éloigne de cette valeur.

Nous avons contrôlé la coplanéarité de la direction de recul pour l'uranium obtenue par la reconstruction et de la direction mesurée du nickel (angles moyens de la couronne), toujours pour un décalage des couronnes avant de 8 mm et des événements complètement détectés et de faible énergie d'excitation. On constate sur la figure 4.39(a) montrant la différence entre ces deux angles, que la distribution est centrée à une valeur très proche de  $180^\circ$  malgré le peu de précision avec laquelle sont connus les angles de la quasi-cible et du fragment de fission du quasi-projectile détecté dans Indra.

La corrélation entre l'énergie de la quasi-cible obtenue dans les mêmes conditions et pour les mêmes événements par la reconstruction et celle obtenue par l'expérience est elle aussi satisfaisante, comme le montre la figure 4.39(b).

En résumé, l'utilisation d'un décalage de 8 mm des couronnes avant d'Indra par rapport aux positions théoriques permet d'obtenir :

- une bonne reproduction des valeurs de  $E_{K\text{ tot}}$  publiées pour  $^{238}\text{U}$  ;
- une corrélation satisfaisante entre les mesures et la reconstruction pour l'énergie de la quasi-cible ;
- un angle entre le nickel et l'uranium proche de  $180^\circ$  malgré le manque de précision avec laquelle sont connus deux des trois angles impliqués dans le calcul.

Ces critères ont été utilisés pour fixer la valeur de ce décalage utilisée tout au long de cette thèse, notamment pour l'étude des propriétés cinématiques des événements de capture complète présentée dans la section précédente.

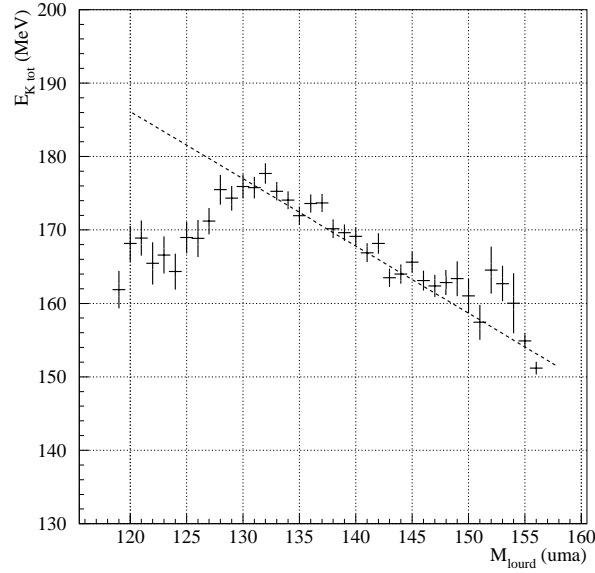


FIGURE 4.37 – Distribution de l'énergie cinétique totale  $E_{K\ tot}$  en fonction de la masse du fragment lourd  $M_{\text{heavy}}$  de l'uranium pour les événements à basse énergie d'excitation complètement détectés ( $m = 3$ ,  $Z_{\text{tot}}^{\text{lourds}} \approx 120$  et  $E_{QP}^* < 30$  MeV) obtenues pour un décalage des couronnes avant d'Indra de 8 mm. La droite superposée correspond à un ajustement, pour  $M_{\text{heavy}}$  entre 135 et 150 uma, des données de la figure 7 de la référence [81].

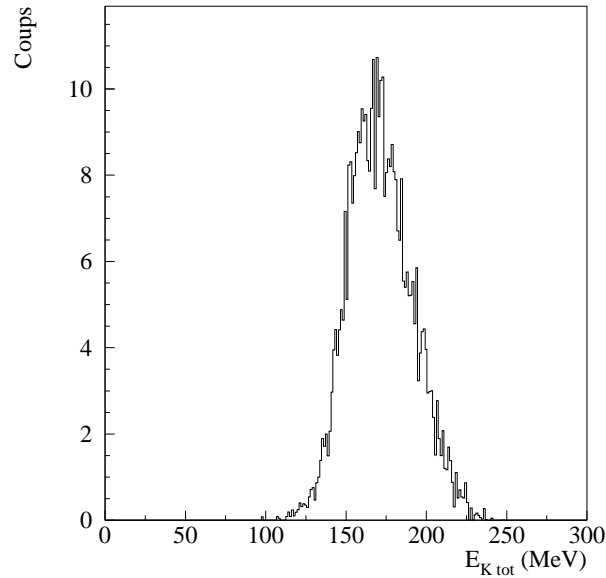


FIGURE 4.38 – Énergie cinétique totale dans le référentiel de l'uranium pour les événements complets et peu excités de la zone de fission séquentielle ( $m = 3$ ,  $Z_{\text{tot}}^{\text{lourds}} \approx 120$  et  $E_{QP}^* < 30$  MeV) La valeur moyenne de cette distribution, calculée avec un décalage des couronnes avant d'Indra de 8 mm, est de  $E_{K\ tot} \approx 171.3 \pm 1$  MeV.

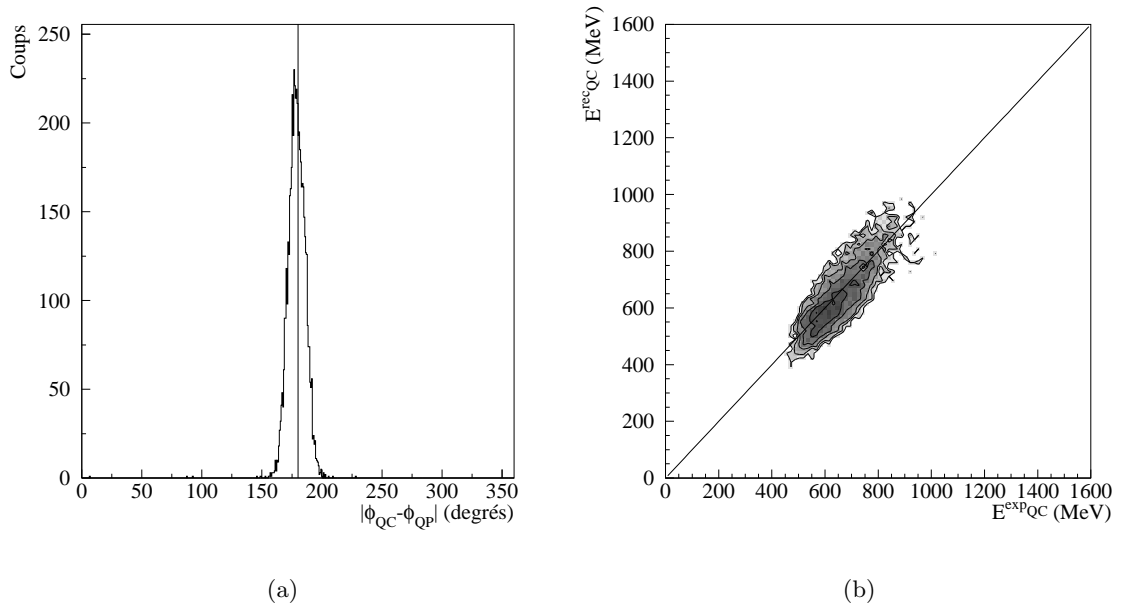


FIGURE 4.39 – Pour les événements complets et peu excités ( $m = 3$ ,  $Z_{tot}^{lourds} \approx 120$  et  $E_{QP}^* < 30$  MeV) de la zone IV (fission séquentielle du quasi-projectile), sont calculées avec un décalage des couronnes avant de 8 mm :

- a) Différence entre l'angle  $\phi_{QP}$  reconstruit du quasi-projectile et l'angle  $\phi_{QC}$  expérimental de la quasi-cible, exprimée en degrés ; la valeur la plus probable de cette distribution est de  $179.1^\circ$ .
- b) Corrélation entre l'énergie reconstruite  $E_{QC}^{rec}$  et l'énergie expérimentale  $E_{QC}^{exp}$  de la quasi-cible ; la droite représente la corrélation  $E_{QC}^{exp} = E_{QC}^{rec}$ .



#### 4.4.3 Creux de blocage en fonction de la relaxation de la diffusion

En utilisant l'énergie d'excitation  $E_{QP}^*$  ou l'élasticité  $\mathcal{E}$  obtenues par les calculs présentés dans la section précédente, il est possible de vérifier la variabilité de l'effet de blocage (caractérisé par  $\chi_{min}$ ) en sélectionnant les événements en fonction de la relaxation de la diffusion initiale.

Examinons dans un premier temps les distributions de  $E_{QP}^*$  (figure 4.40(b)) et  $\mathcal{E}$  (figure 4.40(a)). Comme les considérations sur les paramètres d'impact l'indiquent, ces distributions sont piquées à des valeurs correspondant à des diffusions peu inélastiques, près de  $\mathcal{E} = 1$  et  $E_{QP}^* = 0$ .

Notons ici que ces deux distributions s'étendent au-delà des limites auxquelles on s'attend ( $\mathcal{E} \leq 1$  et  $E_{QP}^* \geq 0$ ) à cause de différentes indéterminations : en particulier, le manque de précision des angles des fragments détectés dans Indra, et l'incertitude sur les masses, notamment celle due à l'évaporation, non prise en compte dans les calculs cinématiques de ces réactions.

$\mathcal{E}$  permet l'exploitation d'une plus grande partie des événements de la zone IV que  $E_{QP}^*$ , car le calcul de cette première quantité est possible pour les événements partiellement détectés (pour lesquels il manque la quasi-cible), mais que le calcul de  $E_{QP}^*$  n'est possible que lorsque la quasi-cible est également détectée. Par ailleurs, les coupures cinématiques apparaissant lorsque l'on utilise  $E_{QP}^*$ , et donc que l'on impose la détection de la quasi-cible, sont susceptibles de restreindre la gamme en relaxation de la diffusion accessible par rapport à ce que l'on peut observer à travers l'utilisation de  $\mathcal{E}$  (vers les faibles et les grandes élasticités).

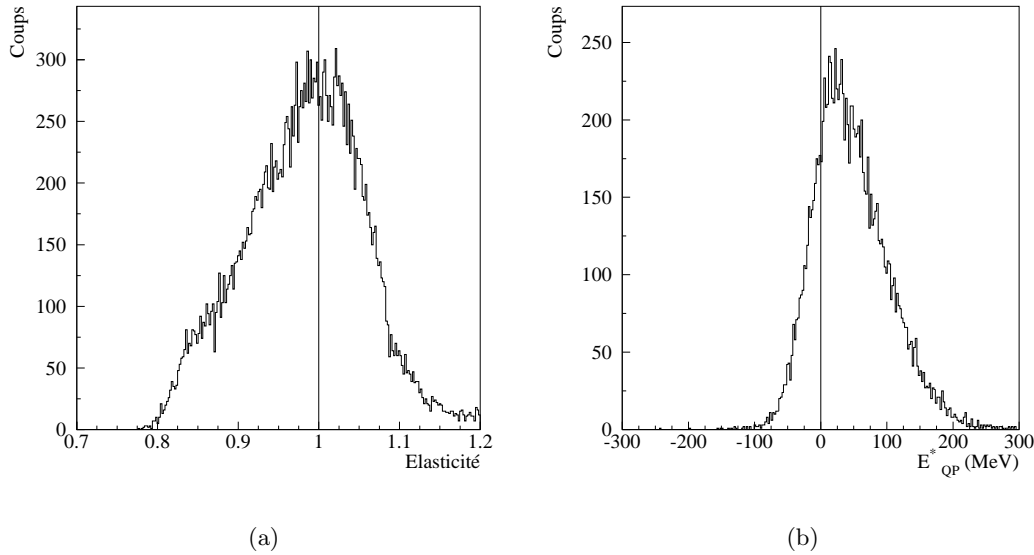


FIGURE 4.40 – Pour les événements complets de la zone de fission séquentielle ( $m = 3$ ,  $Z_{tot}^{lourds} = 120 \pm 10$ , décalage de 8 mm) : **a)** élasticité  $\mathcal{E}$  de la réaction U+Ni ; **b)** énergie d'excitation du quasi-projectile  $E_{QP}^*$  en MeV.

La statistique des événements sélectionnés par le critère d'élasticité nous a permis de définir quatre régions en  $\mathcal{E}$  et constituer les creux de blocage associés. Ceux-ci sont présentés sur les figures 4.41 et les valeurs issues de l'ajustement par une fonction gaussienne sont données dans le tableau 4.3.

On constate comme attendu une variation de l'effet de blocage très importante entre les

différentes sélections. Les plus grandes élasticités, pour lesquelles l'énergie d'excitation de l'uranium est plus faible, correspondent à des temps "très longs" ( $> t_{max}$ ), et donc à un  $\chi_{min}$  élevé, de l'ordre de 100% compte-tenu de l'erreur statistique importante des différents points du creux de blocage. Les plus petites élasticités (ou les plus grandes relaxations de la diffusion) correspondent à un  $\chi_{min}$  compatible avec celui de la référence de temps courts, ce qui signifie que les temps de fission du quasi-projectile pour cette sélection sont inférieurs à la limite inférieure de sensibilité en temps de la méthode telle que mise en œuvre ici ( $t_{min}$ ). Les sélections intermédiaires en  $\mathcal{E}$  correspondent à des  $\chi_{min}$  entre ces deux limites, et la variation globale de  $\chi_{min}$  avec  $\mathcal{E}$  est monotone et croissante.

TABLEAU 4.3 – Caractéristiques ( $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$ ) des creux de blocage associés aux sélections en  $\mathcal{E}$  de la zone de fission séquentielle de l'uranium.

	$\chi_{min}^G$ (%)	$\Delta\chi_{min}^G$ (%)	$\psi_{1/2}^G$ (°)	$\Delta\psi_{1/2}^G$ (°)	$\chi^2/ndf$
$\mathcal{E} \leq 0.88$	13.5	10.8	0.085	0.013	0.65
$0.88 < \mathcal{E} \leq 0.98$	33.9	8.3	0.078	0.009	1.13
$0.98 < \mathcal{E} \leq 1.095$	50.6	9.3	0.073	0.011	1.28
$\mathcal{E} > 1.095$	69.6	19.3	0.12	0.065	0.43

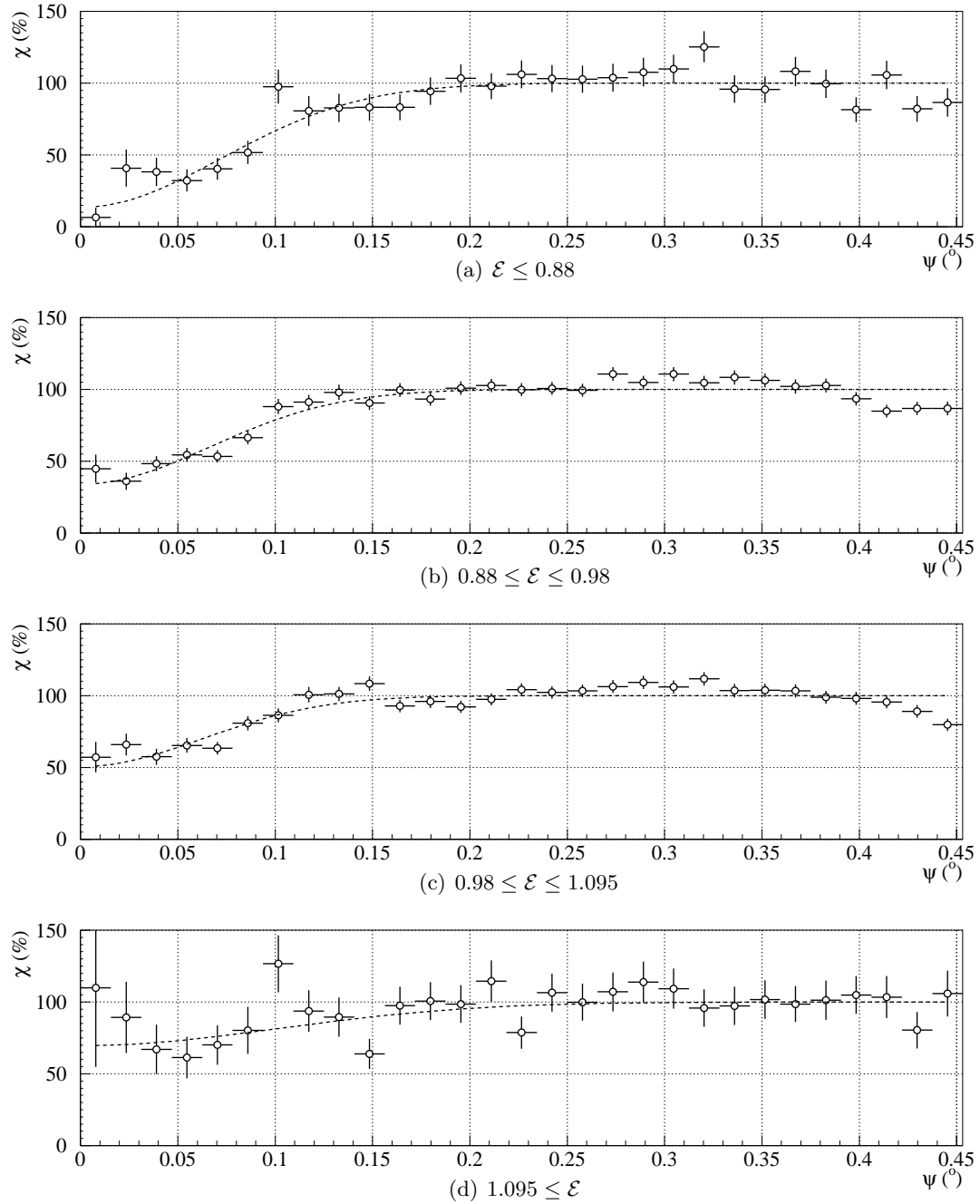


FIGURE 4.41 – Creux de blocage associés aux sélections en  $\mathcal{E}$  définies sur les événements de la zone de fission séquentielle de l'uranium (zone IV).

Après cette première vérification qualitative, nous avons comparé la variation de l'effet de blocage en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile à l'étude similaire faite sur l'uranium et utilisant également la méthode du blocage cristallin [77].

La nombre d'événements plus réduit que dans le cas de  $\mathcal{E}$  ne nous a permis que de définir trois régions en énergie d'excitation : inférieure à 30 MeV, supérieure à 180 MeV, et intermédiaire. Les creux de blocage correspondant à ces trois sélections sont donnés sur la figure 4.42 et les valeurs de  $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$  extraites de ces creux sont données dans le tableau 4.4. La comparaison de ces valeurs de  $\chi_{min}^G$  avec les résultats de [77] nous permettent de vérifier les limites de sensibilité en temps de la méthode.

La figure 4.43, d'après [77], reprend la figure 4.33. On y a superposé les limites des zones en  $E_{QP}^*$  que nous avons définies plus haut. Les régions hachurées représentent grossièrement le niveau de remplissage des creux de blocage que nous avons obtenus pour les différentes sélections :

- pour les faibles énergies d'excitation ( $E_{QP}^* \leq 30$  MeV), le creux est pratiquement rempli<sup>6</sup>, ce qui est cohérent avec les temps mesurés pour cette zone qui sont du même ordre de grandeur que la limite supérieure de sensibilité en temps de la méthode.
- les grandes énergies d'excitation ( $E_{QP}^* \geq 180$  MeV) correspondent à des temps très courts, a priori inférieurs à la limite inférieure de sensibilité en temps de la méthode ; expérimentalement, on observe pour cette zone un  $\chi_{min}^G$  pratiquement nul. Bien que l'erreur associée soit très importante, le très faible nombre d'événements à petit  $\psi$  est compatible avec la valeur de  $\chi_{min}^G$  que l'on a choisie comme référence de temps courts (Quasi-cibles de la zone 2,  $\chi_{min}^G = 8.8 \pm 5.2\%$ ).
- Finalement, la région intermédiaire en  $E_{QP}^*$  correspond à des temps compris dans les limites de sensibilité de la méthode. En accord avec cela, nous obtenons ici un  $\chi_{min}^G$  de l'ordre de 30%.

Nous concluons cette section en affirmant qu'en obtenant des résultats compatibles avec ceux de la référence [77], nous avons vérifié que la méthode du blocage cristallin, telle que mise en œuvre pour cette expérience, permet bien de mettre en évidence l'importance d'une composante de temps longs dans la distribution en temps, à l'intérieur des limites définies dans les premiers chapitres, de  $7.10^{-19}$  s à quelques  $10^{-17}$  s.

TABLEAU 4.4 – Caractéristiques ( $\chi_{min}^G$  et  $\psi_{1/2}^G$ ) des creux de blocage associés aux régions en  $E_{QP}^*$  de la zone de fission séquentielle de l'uranium. L'erreur sur  $\chi_{min}^G$  a été calculée par les routines Minuit de PAW, sauf, à cause de la trop faible statistique, pour la première zone ( $180 \leq E_{QP}^*$ ) où elle a été estimée qualitativement d'après la forme de l'histogramme.

	$\chi_{min}^G$ (%)	$\Delta\chi_{min}^G$ (%)	$\psi_{1/2}^G$ (°)	$\Delta\psi_{1/2}^G$ (°)	$\chi^2/ndf$
$180 \leq E_{QP}^*$	0.3	30	0.073	0.03	0.59
$30 \leq E_{QP}^* \leq 180$	31.7	10.5	0.084	0.013	0.76
$E_{QP}^* \leq 30$	59.2	15.3	0.079	0.025	0.87

<sup>6</sup>La valeur estimée par Minuit dans ce cas ( $\chi_{min}^G = 59.2 \pm 15.3\%$ ), semble être une valeur minimale.

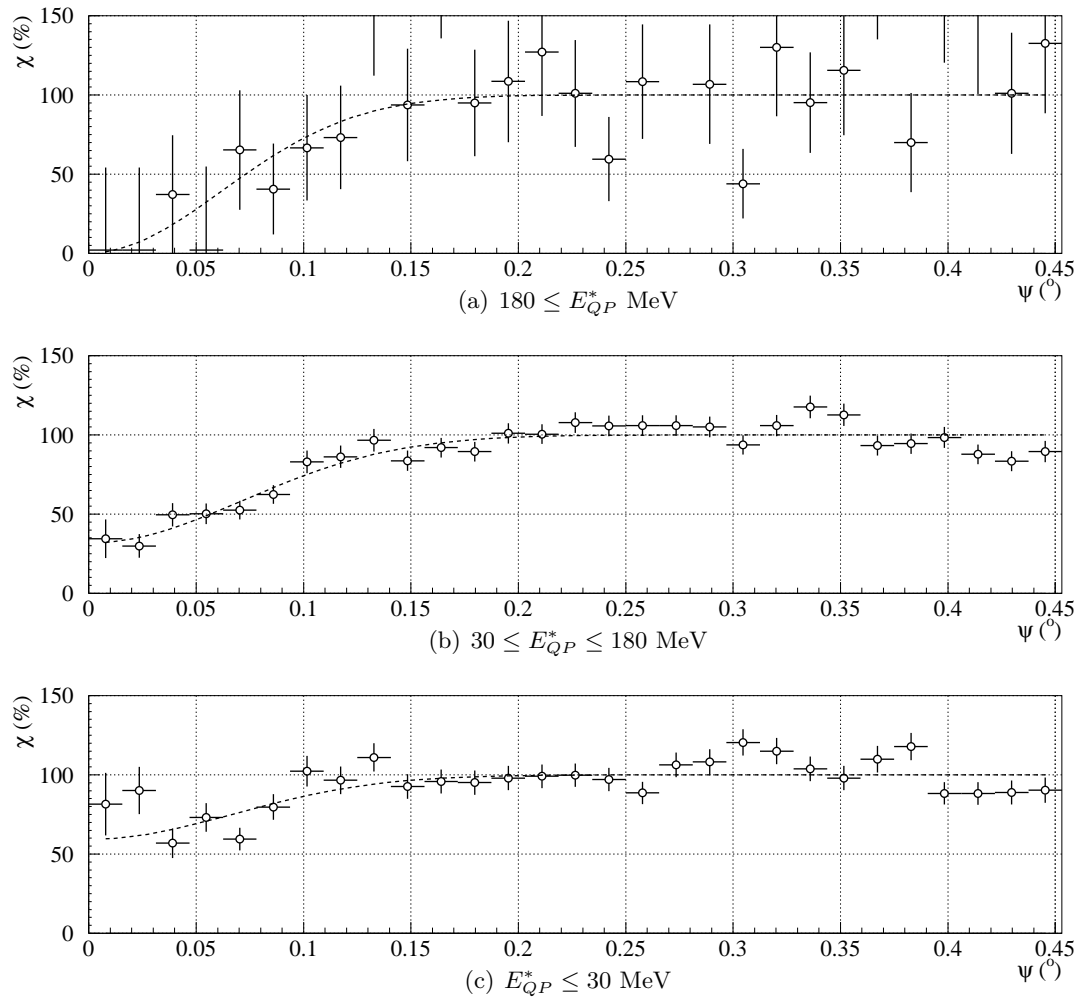


FIGURE 4.42 – Creux de blocage associés aux zones en  $E_U^*$  définies sur les événements complètement détectés de fission séquentielle de l'uranium (zone IV).

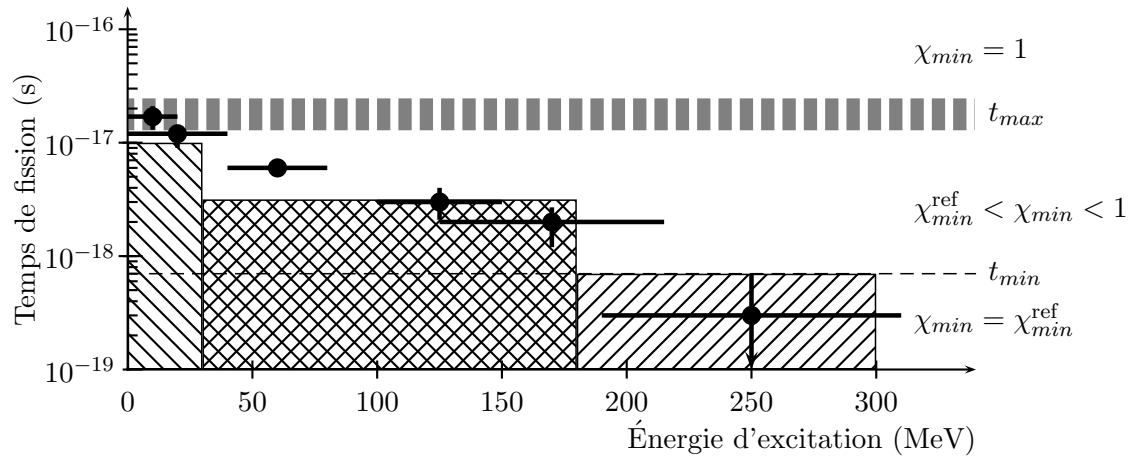


FIGURE 4.43 – Régions en énergie d'excitation (hachurées) superposées à l'évolution du temps de fission de l'uranium en fonction de l'énergie d'excitation (d'après [77]). Les lignes horizontales permettent de situer les limites de sensibilité en temps ( $t_{min}$  et  $t_{max}$ ) de la méthode du blocage cristallin telle que mise en œuvre dans cette expérience.  $\chi_{min}^{ref}$  représente le  $\chi_{min}$  de la référence de temps courts.



## 4.5 Une signature expérimentale de la formation d'un noyau composé $Z = 120$

Dans ce chapitre, nous avons sélectionné un certain nombre de mécanismes de réaction par des contours dans les plans  $(\Delta E, E)$  et  $(Z, E)$  des fragments détectés à  $20^\circ$ . L'ensemble de ces sélections a été étudié par la méthode du blocage cristallin, basée sur l'étude de l'effet d'ombre des directions cristallographiques majeures de la cible monocristalline sur la distribution angulaire des fragments.

Pour la mise en œuvre de cette méthode, il est nécessaire de disposer d'une référence correspondant au maximum de l'effet de blocage, qui apparaît pour des temps de réaction inférieurs au seuil de sensibilité ( $7.10^{-19}$  s). Les temps extrêmement brefs associés aux diffusions quasi-élastiques, ainsi que la nécessité de minimiser les incertitudes expérimentales, nous ont amené à choisir en tant que référence de temps courts les événements de diffusion quasi-élastique dont la quasi-cible a été détectée à  $20^\circ$  par le même détecteur que celui ayant détecté les fragments lourds objets de notre étude.

Afin de vérifier la sensibilité de notre méthode dans la fenêtre de temps définie par nos conditions expérimentales, nous avons étudié l'effet de blocage mesuré pour la fission séquentielle du quasi-projectile d'uranium, pour différentes sélections en énergie d'excitation de ce noyau. La comparaison de nos résultats avec ceux de la référence [77], où le temps de fission de l'uranium est étudié en fonction de son énergie d'excitation, nous a permis de confirmer la sensibilité de la méthode à la présence d'une composante de temps longs, ainsi que l'ordre de grandeur des limites de sensibilité de la méthode telle que mise en œuvre ici, de  $7.10^{-19}$  s à quelques  $10^{-17}$  s.

Dans les sections 4.2.5 et 4.3 de ce chapitre nous avons pu mettre en évidence des événements binaires et complètement détectés dont le  $Z$  total est celui de la voie d'entrée ; la résolution en  $Z_{tot}^{lourds}$  du dispositif étant de l'ordre de  $\pm 2$  unités de  $Z$ , nous avons appuyé ce dernier point par l'étude des multiplicités de particules chargées et de fragments de masses intermédiaires. La cinématique de ces événements est compatible avec une relaxation totale en énergie, puisque l'énergie cinétique totale dans le centre de masse expérimentale est très proche de la valeur donnée par la systématique de Viola [69]. Ces événements correspondent donc à un mécanisme de réaction totalement relaxé en énergie, c'est-à-dire à une capture complète suivie soit de fission, soit d'une quasi-fission totalement relaxée – ou bien de ces deux mécanismes à la fois, dans des proportions indéterminées.

La comparaison de l'effet de blocage entre différentes sélections de ces événements de capture a été réalisée en estimant la forme des creux de blocage par deux paramètres, le niveau minimum caractérisant l'effet de blocage  $\chi_{min}$ , et la largeur à mi-hauteur des creux  $\psi_{1/2}$ . Pour que la comparaison soit significative, les erreurs sur ces deux paramètres doivent être minimisées ; or, la sélection des événements de capture par l'utilisation de conditions restrictives sur la multiplicité de fragments lourds et le  $Z$  total des événements conduisent, à travers le défaut de mise en temps des BIC (section 3.4) à une réduction drastique du nombre d'événements et donc à un accroissement de l'erreur sur  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$ . Pour contourner cette difficulté, nous avons étudié la variation de  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$  entre des sélections en inclusifs et en coïncidences d'événements de capture complète. Nous avons conclu de cette comparaison que le creux de blocage constitué pour une sélection inclusive, définie par une sélection des fragments les plus lourds détectés à  $20^\circ$  de ces événements de capture complète ( $65 \leq Z \leq 85$ ), reflète de manière fidèle les résultats obtenus pour les différentes sélections plus fines, à la fois en inclusifs et en coïncidence – notamment grâce au bon rapport de coïncidence de la zone III.

Les creux de blocage de ces sélections d'événements de capture complète sont caractérisés



par un  $\chi_{min}$  élevé, incompatible avec celui des événements les plus rapides que nous avons sélectionnés (événements de diffusions élastiques et inélastiques) ayant constitué notre référence de temps courts. Nous avons par ailleurs vérifié que ces valeurs élevées de  $\chi_{min}$  n'étaient pas causées par la désorientation due à l'émission de particules par les fragments. Nous avons notamment établi, par la comparaison des variations de l'effet de blocage et des multiplicités de particules légères chargées dans les sections 4.2.3 et 4.3.4, que cette atténuation n'est pas perceptible pour les creux de blocage étudiés ici.

Néanmoins, les valeurs de  $\chi_{min}$  et de  $\psi_{1/2}$  que nous avons utilisées jusqu'ici dans cette étude, ont été extraites en utilisant une fonction d'ajustement arbitraire, dont la forme particulière est susceptible de biaiser nos conclusions. Pour cette raison, nous avons comparé les variations relatives de  $\chi_{min}$  et de  $\psi_{1/2}$  pour différentes fonctions d'ajustement dans la sous-section suivante.

#### 4.5.1 Effet de la fonction d'ajustement sur les variations relatives de $\chi_{min}$

L'ajustement de la forme des creux de blocage présentés jusqu'à présent a été effectué avec une fonction construite sur une gaussienne, de la forme :

$$\chi(\psi) = \chi_1 \left( 1 - \left( 1 - \chi_{min}^G \right) \exp \left( -\frac{\ln 4}{2} \frac{\psi^2}{\psi_{1/2}^{G^2}} \right) \right) \quad (4.23)$$

où  $\chi_1 = \lim_{x \rightarrow \infty} \chi(x)$ , et où le facteur  $\ln 4$  traduit le fait que  $\psi_{1/2}$  est la largeur à mi-hauteur du creux de blocage et non la variance de la gaussienne.

Cette fonction permet de reproduire de manière satisfaisante la forme des creux de blocage expérimentaux. Néanmoins, comme il a déjà été dit au début de ce chapitre, le choix de cette fonction est arbitraire et peut fausser la variation relative de  $\chi_{min}$  (et de  $\psi_{1/2}$ ) entre les différentes sélections d'événements. Nous avons donc comparé la variation relative de  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$  pour plusieurs fonctions de formes différentes. Celles-ci sont toutes construites sur une fonction  $g(\psi)$  de la même manière :

$$\chi(\psi) = \chi_1 (1 - (1 - \chi_{min}) g(\psi)) \quad (4.24)$$

Les seules contraintes dans le choix de  $g$  sont :

- une dérivée nulle en  $\psi = 0$  pour respecter la symétrie du creux ;
- $\lim_{\psi \rightarrow \infty} g(\psi) = 0$ , car l'effet de blocage cristallin est nul loin des structures cristallines ;
- $g$  doit être définie positive dans  $[0, \infty[$ .

Les fonctions  $g$  choisies, dont la forme  $\chi(\psi)$  est illustrée par la figure 4.44, sont les suivantes :

1.  $\exp \left( -\frac{\ln 4}{2} \left( \psi / \psi_{1/2} \right)^2 \right)$
2.  $\left( 1 + \left( \psi / \psi_{1/2} \right)^\gamma \right)^{-1}$ ,  $\gamma \in \mathbb{R}^{*+}$
3.  $\left( 1 + \left( \psi / \psi_{1/2} \right)^2 \right)^{-1}$
4.  $\frac{1}{2} \left( \exp \left( -\frac{0.645}{2} \left( \psi / \psi_{1/2} \right)^2 \right) + \exp \left( -\frac{0.645}{2} \left( \psi / \left( \psi_{1/2} / 2 \right) \right)^2 \right) \right)$
5.  $\left( 1 + \left( \psi / \psi_{1/2} \right)^3 \right)^{-1}$

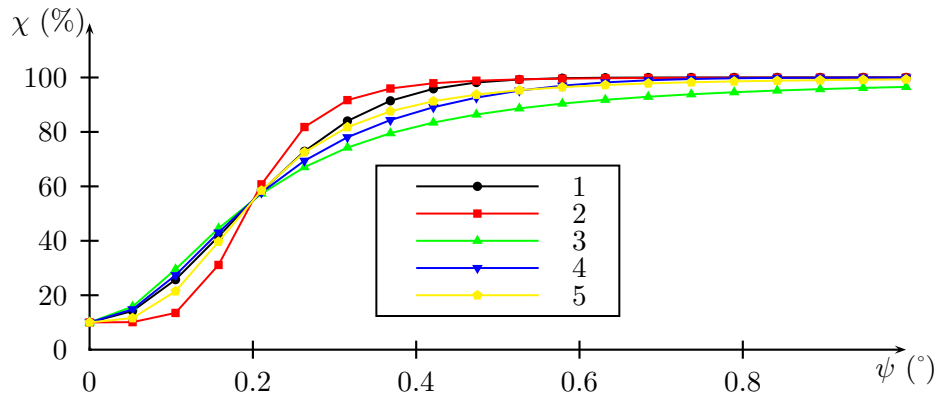


FIGURE 4.44 – Forme des différentes fonctions  $g$  testées pour l'ajustement des creux de blocage expérimentaux. Ces fonctions sont tracées pour une largeur à mi-hauteur de  $0.2^\circ$  et un  $\chi_{min}^G$  de 10%. La fonction 2 est tracée pour  $\gamma = 5$ .

Les figures 4.45 présentent les résultats de l'ajustement des creux de blocage expérimentaux par chaque fonction, et la variation des valeurs obtenues en fonction de la sélection d'événements. Le paramètre  $\gamma$  de la fonction 2 est différent pour chaque sélection d'événements, permettant ainsi un ajustement plus fin de la forme de la fonction ; pour les zones 2, 5, 3 et 4 (respectivement, cible quasi-élastique, quasi-cible inélastique, fragments lourds  $65 \leq Z \leq 85$ , et fragments de la fission séquentielle du quasi projectile), il vaut respectivement 2.85, 2.08, 3.19 et 4.54.

Jusqu'ici, nous avons utilisé la fonction 1 pour évaluer la forme des creux expérimentaux. En regardant la figure 4.45(a), on constate que la variation de  $\chi_{min}$  en fonction de la zone est pratiquement indépendante de la fonction d'ajustement utilisée ; bien que les valeurs absolues diffèrent, les variations relatives sont très proches.

Il en va de même pour l'erreur  $\Delta\chi_{min}$ , à l'exception de la fonction 3 donnant des erreurs plus importantes que les autres ; les variations relatives selon la zone sont presque indépendantes de la fonction. Qui plus est, sa valeur varie au plus de 2% entre deux fonctions, et peut donc être considérée comme étant du même ordre de grandeur quelque soit la fonction utilisée.

On notera, de la même manière que pour  $\chi_{min}$ , que les variations relatives de  $\psi_{1/2}$  et  $\Delta\psi_{1/2}$  sont proches pour toutes les fonctions étudiées.

On peut donc considérer que même si les valeurs diffèrent en valeurs absolues, la variation relative très marquée de  $\chi_{min}$ , entre les événements de diffusion quasi-élastique de la zone 2 et ceux de capture de la zone 3, est indépendante de la fonction d'ajustement utilisée, comme le montrent la figure 4.46 et le tableau 4.5.

La mise en évidence de la présence de longs temps de fission pour des noyaux de  $Z = 120$  est donc indépendante de la fonction choisie pour l'ajustement des données expérimentales.

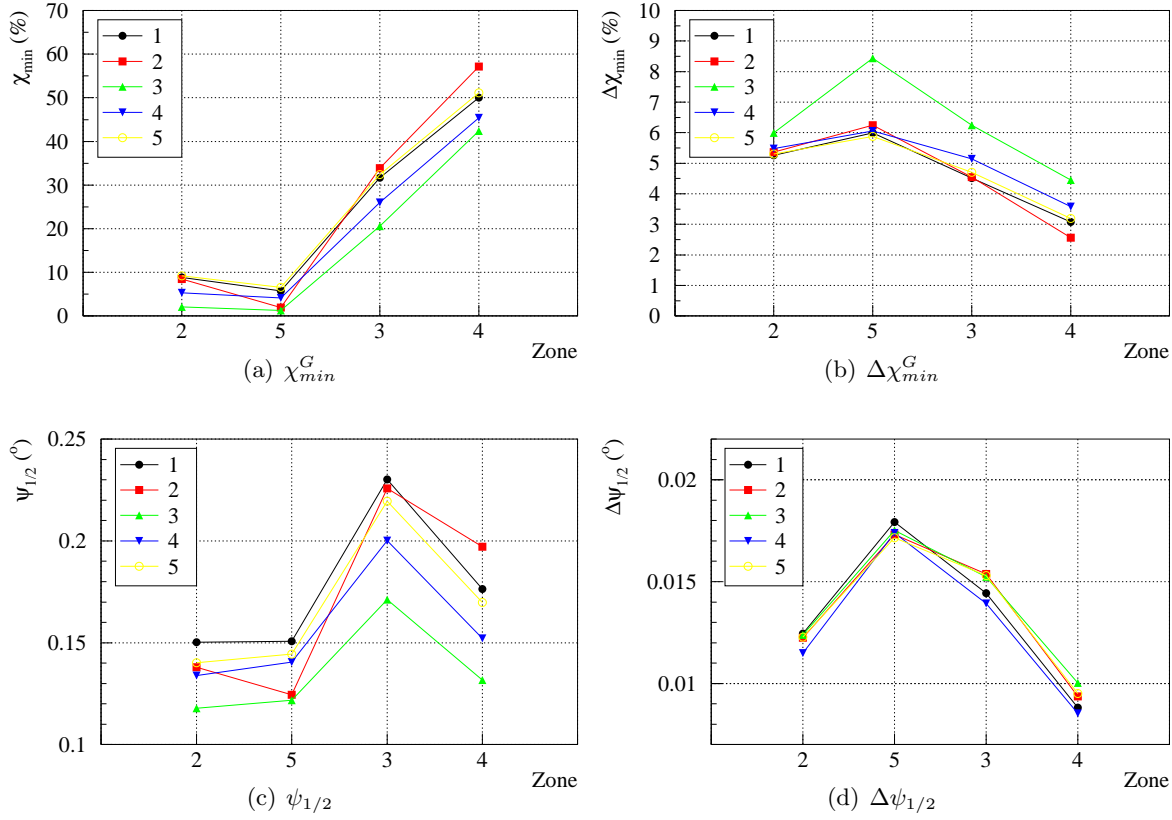


FIGURE 4.45 – Comparaison des valeurs des grandeurs obtenues pour les différentes fonctions (voir texte) en fonction de la zone (Fig. 4.2). Pour mémoire :

Zone 2 : Quasi-cible issue d'une diffusion quasi-élastique (référence de temps courts)

Zone 5 : Quasi-cible issue d'une diffusion inélastique

Zone 3 : Fragments lourds correspondant à un mécanisme de capture complète

Zone 4 : Fragments de fission du quasi-projectile

TABLEAU 4.5 – Différence de  $\chi_{min}$  entre les zones 3 (événements de capture complète) et 2 (diffusion quasi-élastique, référence de temps courts), selon la fonction d'ajustement utilisée (voir texte, section 4.5.1). L'erreur sur la différence est calculée comme la somme de l'erreur sur la zone 3 et de l'erreur sur la zone 2. Pour référence, la valeur de  $\chi_{min}^{Zone2}$  est également donnée.

	$\chi_{min}^{Zone3} - \chi_{min}^{Zone2}$	$\chi_{min}^{Zone2}$
1	$22.8 \pm 9.8$	$8.9 \pm 5.4$
2	$25.4 \pm 9.9$	$8.5 \pm 5.4$
3	$18.5 \pm 12.2$	$2.1 \pm 6.0$
4	$20.7 \pm 10.6$	$5.3 \pm 5.5$
5	$23.2 \pm 10.0$	$9.2 \pm 5.3$

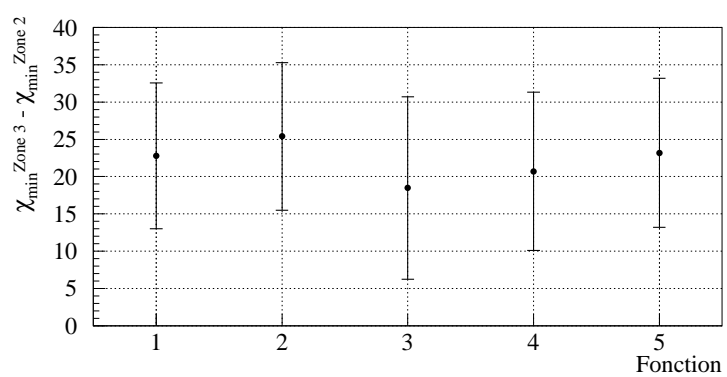


FIGURE 4.46 – Idem tableau 4.5.

### 4.5.2 Conclusion

Tout au long de ce chapitre, nous avons sélectionné et étudié différents types d'événements à  $20^\circ$ , correspondant à différents mécanismes de réaction. Parmi ceux-ci, nous avons notamment mis en évidence des événements binaires complètement détectés correspondant à une capture complète dans la voie d'entrée et ayant mené à la formation d'un système composite  $Z = 120$ .

Nous avons vu dans la sous-section précédente que les variations relatives de  $\chi_{min}$  entre différentes sélections d'événements, caractérisant l'intensité de l'effet de blocage et donc l'importance d'une éventuelle composante de temps longs, est pratiquement indépendante de la fonction utilisée pour extraire les valeurs de  $\chi_{min}$ . Les valeurs données dans le tableau 4.5 indiquent que les événements de capture complète sont associés à un creux de blocage dont le  $\chi_{min}$  est incompatible avec – et nettement supérieur à – celui de la référence de temps courts de la méthode, quelque soit la fonction d'ajustement utilisée pour extraire les valeurs de  $\chi_{min}$ . Cette incompatibilité est illustrée dans le cas d'une fonction d'ajustement gaussienne, par la figure 4.47 où sont présentés les  $\chi_{min}$  expérimentaux pour les sélections d'événement les plus significatives. Les erreurs reportées tout au long de ce texte et sur cette figure sont celles que donne le logiciel PAW pour un intervalle de confiance de 90%. Dans l'annexe A, on trouvera une étude sur ces incertitudes et notamment l'effet du choix de cet intervalle de confiance. Il faut toutefois noter que les erreurs plus ou moins systématiques liées aux indéterminations de positions (redressement imparfait des figures de localisation ou indétermination des positions d'axes pour les différents runs) ou aux effets d'oscillation liés aux bandes d'aluminium des chambres à ionisation (cf. section 3.3.6.1) ne sont qu'imparfaitement prises en compte dans cette estimation d'erreur sur les valeurs de  $\chi_{min}$ .

Par ailleurs, rappelons que le creux de blocage de la quasi-cible est beaucoup plus étroit que celui des fragments des événements de capture et qu'incidemment les effets de “brouillage” des creux (courbure et mosaïcité du cristal, indétermination de la position de l'axe, non-linéarités en position, etc.) ne peuvent que minorer l'écart entre ces  $\chi_{min}$ .

Cet écart traduit la présence de temps supérieurs à  $7.10^{-19}$  s, incompatibles avec les temps typiquement associés à la quasi-fission, et signant l'existence d'une proportion significative d'événements de fission suivant fusion complète parmi les événements de capture complète détectés à  $20^\circ$ . L'existence de ces temps longs est une indication qu'il existe **une barrière de fission élevée pour un noyau de  $Z = 120$ .**

Estimer cette proportion ou le temps de fission moyen ne peut être fait qu'en connaissant la distribution en temps complète et en utilisant des simulations détaillées de la trajectoire des fragments dans la cible. La distribution en temps de fission doit tenir compte de la fission à toutes les étapes de la désexcitation à  $Z$  constant après émission d'aucun ou  $n$  neutrons. Elle peut être estimée à l'aide de codes de désexcitation statistique qui tiennent compte de la compétition entre émission de neutrons et fission. Pour que ce calcul soit possible dans les meilleures conditions il est nécessaire de connaître précisément les hauteurs de barrière de fission et les densités de niveaux mises en jeu, et ce, tout au long de la désexcitation. Le dernier chapitre de ce mémoire présente les premiers résultats d'un travail allant dans ce sens : le calcul de barrières de fission en fonction de la température nucléaire, de la masse et du numéro atomique, par une méthode totalement microscopique.

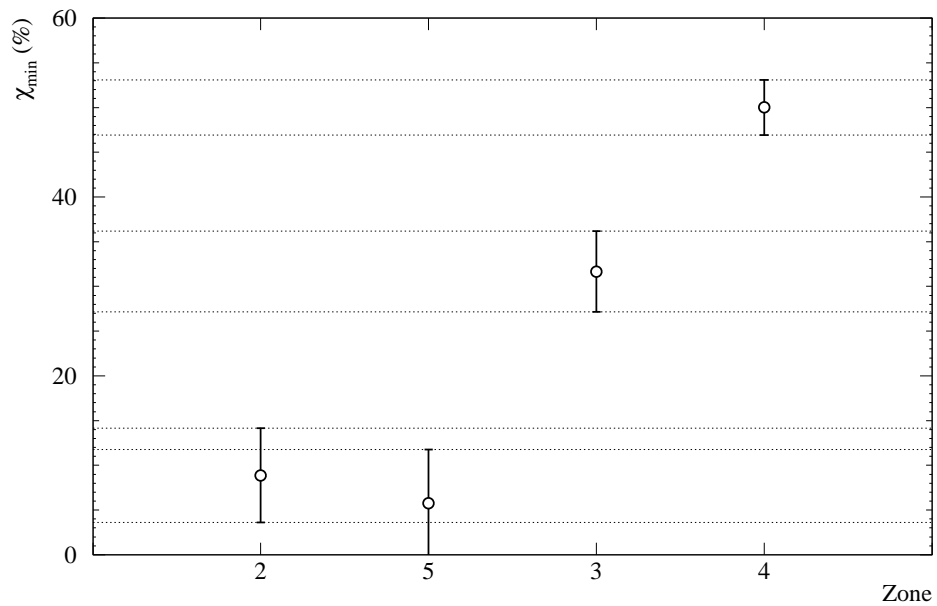


FIGURE 4.47 – Évolution du  $\chi_{min}$  extrait par une fonction gaussienne pour les sélections d'événements les plus significatives :

Zone 2 : Quasi-cible issue d'une diffusion quasi-élastique (référence de temps courts)

Zone 5 : Quasi-cible issue d'une diffusion inélastique

Zone 3 : Fragments lourds correspondant à un mécanisme de capture complète

Zone 4 : Fragments de fission du quasi-projectile



## Chapitre 5

### Calcul de barrières de fission

#### 5.1 Choix de l'approche théorique

Nous avons vu dans la première partie de ce mémoire que le temps de fission des noyaux superlourds, chauds car produits par collision d'ions lourds, dépend fortement de la hauteur de la barrière de fission tout au long de la désexcitation, et donc d'une éventuelle restauration des effets de couche.

$B_f$  est un des ingrédients essentiels des codes de désexcitation, qui permettent l'estimation du temps de vie d'un noyau chaud, mais la variation de cette barrière avec la température  $T$  et le moment angulaire  $l$  est mal connue.

Dans l'optique de la mise en œuvre d'un code de désexcitation statistique pour les noyaux produits dans les expériences E416 et E416a, nous avons souhaité intégrer de manière réaliste la variation  $B_f(T)$ . En effet, la plupart des codes de désexcitation existants estiment de manière plus ou moins empirique ces variations, séparément pour la composante macroscopique de la barrière (obtenue par des modèles de type goutte liquide et dérivés) et la composante microscopique, constituée de l'appariement et des effets de couche.

Pour les superlourds, la barrière de fission est essentiellement le fruit des effets de couche, la contribution macroscopique à  $B_f$  étant attendue quasiment nulle. Il est donc essentiel de considérer l'importance de ces effets de manière réaliste, en particulier, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, à cause de la grande sensibilité du temps de fission à la valeur de  $B_f$ . Une approche auto-consistante, complètement microscopique et ne reposant que sur un potentiel effectif entre les nucléons, doit permettre d'obtenir  $B_f(T)$  de manière plus homogène et en faisant l'économie des approximations utilisées dans le cadre d'un modèle micro-macroscopique.

Notre choix s'est porté sur la méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), modifiée pour tenir compte de la température finie du système ("Finite temperature HFB", FTHFB), et implémentée avec l'interaction effective proposée par D. Gogny dans les années 1970-1980 [15]. Les sections suivantes rappellent tout d'abord rapidement le principe de tels calculs à température nulle – nous ne rentrerons pas ici dans le détail de la dérivation des expressions, que l'on trouvera abondamment documentée dans la littérature (voir par exemple [82]). Nous présenterons ensuite succinctement le principe des calculs FTHFB mis en œuvre <sup>1</sup> ainsi que les noyaux étudiés, avant la présentation et l'analyse des résultats.

---

<sup>1</sup> Le formalisme à température finie présenté dans ce mémoire repose sur le travail de M. J-F. Berger, qui est également l'auteur du code utilisé pour les calculs. On pourra par ailleurs consulter la référence [83] pour une dérivation plus complète des équations FTHFB.



## 5.2 Présentation du formalisme

### 5.2.1 Modèles de champ moyen

Les modèles de champ moyen reposent sur l'hypothèse que le noyau peut être décrit comme un ensemble de (quasi-)particules indépendantes interagissant avec un champ moyen. Dans le cadre des théories non relativistes, le système est décrit par un hamiltonien de la forme :

$$H = \sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij} \quad (5.1)$$

où l'opérateur  $t_i$  est l'énergie cinétique du nucléon  $i$  et  $v_{ij}$  est l'interaction entre les nucléons  $i$  et  $j$ . L'interaction entre nucléons est l'ingrédient principal de ces théories. Cette interaction est effective, car elle diffère selon que l'on considère des nucléons isolés ou dans le milieu nucléaire. Les deux types de paramétrisation utilisées de nos jours dans les modèles de champ moyen non relativistes sont :

- les différentes variantes de l'interaction de Skyrme, qui ont une portée nulle ; et
- l'interaction de Gogny, dont la portée est finie, et qui permet de décrire sur un même plan le champ moyen du noyau et les corrélations d'appariement entre les nucléons.

Différentes hypothèses sur la forme de la fonction d'onde du système en fonction des fonctions d'onde individuelles permettent de trouver l'état stationnaire du système à partir d'équations différentielles couplées pour les fonctions d'onde individuelles. Dans la théorie Hartree-Fock par exemple, on considère que la fonction d'onde du noyau peut s'écrire comme un déterminant de Slater des fonctions d'onde individuelles des nucléons, ce qui revient à considérer les nucléons comme indépendants. Des formes plus évoluées de fonctions d'onde permettent de prendre en compte des corrélations au-delà du champ moyen, comme par exemple dans le cas de HFB l'appariement entre les nucléons.

### 5.2.2 Formalisme HFB

La théorie Hartree-Fock-Bogoliubov, dont le formalisme est très proche de la théorie Hartree-Fock classique, permet d'inclure des corrélations entre les nucléons au-delà du champ moyen, celles d'appariement. On suppose pour cela que la fonction d'onde du noyau peut s'écrire comme un produit d'états de quasi-particules :

$$b_i^\dagger = \sum_j U_{ij} a_j^\dagger + V_{ij} a_i \quad (5.2)$$

construits sur les opérateurs de création et d'annihilation du nucléon  $j$ ,  $a_j^\dagger, a_j$  mélangés par les matrices  $U_{ij}$  et  $V_{ij}$ , qui sont à déterminer pour connaître la fonction d'onde du système.

Les équations permettant de calculer les différentes inconnues (les matrices  $U_{ij}$  et  $V_{ij}$  ainsi que les  $a_j^\dagger, a_j$ ) sont obtenues par l'application d'un principe variationnel : lorsque l'énergie est minimale vis-à-vis des variations de la fonction d'onde du système, on considère que l'on a obtenu une approximation de l'état fondamental du noyau.

En définissant l'état du système par la fonction d'onde d'essai  $|\Phi_{HFB}\rangle$ , l'énergie vaut :

$$E = \frac{\langle \Phi_{HFB} | \hat{H} | \Phi_{HFB} \rangle}{\langle \Phi_{HFB} | \Phi_{HFB} \rangle} \quad (5.3)$$

et le principe variationnel par :

$$\frac{\delta E [\Phi_{HFB}]}{\delta \Phi_{HFB}} = 0 \quad (5.4)$$

En pratique, on explicite  $E [\Phi_{HFB}]$  en définissant la matrice densité

$$\rho_{ij} = \langle \Phi_{HFB} | a_j^\dagger a_i | \Phi_{HFB} \rangle \quad (5.5)$$

et le tenseur d'appariement

$$\kappa_{ij} = \langle \Phi_{HFB} | a_i a_j | \Phi_{HFB} \rangle \quad (5.6)$$

Dans la théorie HF, la donnée de  $\rho$  est équivalente à celle de  $|\Phi_{HF}\rangle$  et les équations HF sont obtenues par  $\frac{\delta E[\Phi_{HF}]}{\delta \rho_{ij}} = 0$ , ce qui peut se mettre sous la forme condensée  $[\hat{H}[\rho], \rho] = 0$ . Pour HFB, on définit une matrice densité généralisée :

$$\mathcal{R} = \begin{pmatrix} \rho & -\kappa \\ \kappa^* & 1 - \rho^* \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

contenant toute l'information de  $|\Phi_{HFB}\rangle$ . Les équations HFB peuvent alors s'exprimer comme :

$$[\hat{H}[\mathcal{R}], \mathcal{R}] = 0 \quad (5.8)$$

Les états de quasi-particules s'obtiennent alors à partir de la représentation qui diagonalise simultanément la matrice densité généralisée  $\mathcal{R}$  et le hamiltonien de Bogoliubov  $\hat{H}[\mathcal{R}]$

Les équations différentielles couplées obtenues sont non-linéaires, car  $\hat{H}[\mathcal{R}]$  dépend de la solution du problème. La résolution est donc itérative, en partant d'un état choisi arbitrairement et défini dans une base appropriée à la description du noyau.

De par la forme de  $|\Psi_{HFB}\rangle$ , le système est décrit comme une superposition d'états ayant un nombre de nucléons variable; il est donc nécessaire de contraindre la fonction d'onde du système de manière à ce qu'elle décrive bien le noyau pour lequel les calculs sont réalisés, du moins en moyenne. On appelle  $\hat{N}$  l'opérateur nombre de nucléons<sup>2</sup>; la conservation du nombre de nucléons peut s'exprimer comme la contrainte  $\langle \Phi_{HFB} | \hat{N} | \Phi_{HFB} \rangle = N$ . Pour respecter celle-ci, on utilise la méthode des multiplicateurs de Lagrange : la quantité à minimiser n'est alors plus  $\langle \Phi_{HFB} | \hat{H} | \Phi_{HFB} \rangle$  mais  $\langle \Phi_{HFB} | \hat{H} - \mu \hat{N} | \Phi_{HFB} \rangle$ , où  $\mu$  est un facteur qui est ajusté pour que  $\langle \hat{N} \rangle = N$ , et qui s'identifie au potentiel chimique.

Cette méthode est également utilisée pour explorer les propriétés de déformation des noyaux, notamment les barrières de fission des noyaux lourds. Les déformations sont communément définies à partir de la valeur moyenne d'opérateurs multipolaires, les plus courant étant :

- $\hat{Q}_{20}$ , le moment quadrupolaire axial, correspondant à la déformation (élongation ou aplatissement) du noyau le long de l'axe Oz.
- $\hat{Q}_{22}$ , le moment quadrupolaire triaxial, qui correspond à des déformations différentes le long des axes Ox et Oy.
- $\hat{Q}_{30}$ , le moment octupolaire permettant une déformation asymétrique gauche droite du noyau.

La définition adoptée pour ces opérateurs est :

$$Q_{i,0} = (1 + \delta_{l,2}) \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} \sum_{i=1}^A r_i^l Y_l^0(\theta_i, \phi_i) \quad (5.9)$$

<sup>2</sup>Nous n'explicitons pas séparément nombre de protons et nombre de neutrons pour ne pas surcharger les expressions, mais ces deux contraintes sont prises en compte dans la réalité.

L'exploration de l'espace des déformations se fait en appliquant des contraintes sous la forme de multiplicateurs de Lagrange  $\lambda_i \hat{Q}_i$ , que l'on peut comprendre comme l'application d'un champ extérieur déformant le noyau. La valeur de  $\lambda_i$  est ajustée pour que  $\langle \hat{Q}_{ij} \rangle = q_{ij}$ , où  $q_{ij}$  est donné à l'avance.

Les barrières de fission sont habituellement obtenues à partir de la variation de l'énergie de déformation du noyau en fonction de  $q_{20}$ , en laissant l'asymétrie droite-gauche ( $q_{30}$ ) s'ajuster à sa guise. Pour des raisons pratiques, on impose une symétrie axiale au noyau ( $q_{22} = 0$ ). Ainsi, la barrière estimée ne permet pas toujours de rendre compte de la barrière la plus basse rencontrée sur le chemin de la fission, pouvant correspondre, dans certains cas, à une configuration triaxiale. Nous avons effectué un contrôle de la stabilité triaxiale de la barrière de quelques noyaux à l'aide d'un code permettant ce type de déformation [84], mais à température nulle uniquement.

Les barrières présentées par la suite sont tracées en fonction de  $\beta_2$ , un paramètre de déformation défini à partir de  $q_{20}$  (en barn) par

$$\beta_2 = 100 \sqrt{\frac{5\pi}{9}} \frac{q_{20}}{Ar_0^2} \quad (5.10)$$

avec  $r_0 = 1.2A^{1/3}$  fm et  $A$  le nombre de nucléons du noyau. Ce changement de variable définit un paramètre de déformation sans dimension ne dépendant que de la forme du noyau, et pas de sa taille comme c'est le cas pour  $q_{20}$ .

### 5.2.3 Formalisme HFB à température finie

Le principe de la dérivation des équations HFB à température finie repose sur la minimisation du grand potentiel  $G$  de l'ensemble grand canonique vis-à-vis des variations de l'opérateur densité  $\hat{D}$ , avec :

$$G = E - TS - \mu N = \text{Tr} \left( (\hat{H} - T\hat{S} - \mu\hat{N}) \hat{D} \right) \quad (5.11)$$

$$\hat{D} = \frac{1}{Z} e^{-\beta(\hat{H} - \mu\hat{N})} \quad (5.12)$$

$$Z = \text{Tr} e^{-\beta(\hat{H} - \mu\hat{N})} \quad (5.13)$$

où  $Z$  est la fonction de grand-partition,  $T$  la température,  $S$  l'entropie,  $\mu$  le potentiel chimique,  $N$  le nombre de particules et  $\beta = 1/k_B T$  où  $k_B$  est la constante de Boltzmann.

À l'approximation Hartree-Fock, on considère que l'opérateur densité peut se mettre sous la forme de l'exponentielle d'un opérateur à un corps :

$$\hat{D}_{HF} = \frac{1}{Z_{HF}} e^{-\beta \sum_i \xi_i a_i^\dagger a_i} \quad (5.14)$$

$$Z_{HF} = \text{Tr} e^{-\beta \sum_i \xi_i a_i^\dagger a_i} \quad (5.15)$$

où on trouve que les  $\xi_i$  sont les énergies de particules auxquelles est soustrait le potentiel chimique ( $\xi_i = \epsilon_i - \mu$ ).

De manière analogue, on considère à l'approximation HFB que  $\hat{D}$  peut s'exprimer sous la forme de l'exponentielle d'un opérateur à un corps décrit en termes d'opérateurs de quasiparticules :

$$\hat{D}_{HFB} = \frac{1}{Z_{HFB}} e^{-\beta \sum_i \xi_i b_i^\dagger b_i} \quad (5.16)$$

$$Z_{HFB} = \text{Tr} e^{-\beta \sum_i \xi_i b_i^\dagger b_i} \quad (5.17)$$

$$(5.18)$$

L'expression des différentes valeurs moyennes des opérateurs  $\hat{O}$ , par  $\langle \hat{O} \rangle = \text{Tr} [\hat{O} \hat{D}_{HFB}]$ , permet d'exprimer les différentes grandeurs.

En définissant la matrice densité  $\rho_{ij} = \langle \Psi_{HFB} | a_j^\dagger a_i | \Psi_{HFB} \rangle$  et le tenseur d'appariement  $\kappa_{ij} = \langle \Psi_{HFB} | a_i a_j | \Psi_{HFB} \rangle$ , on trouve que le grand potentiel s'exprime comme :

$$G_{HFB} = \sum_{jk} t_{jk} \rho_{jk} \quad (5.19)$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{jl} v_{jlk\widetilde{m}} \rho_{kj} \rho_{ml} \quad (5.20)$$

$$+ \frac{1}{4} \sum_{jl} v_{jlk\widetilde{m}} \kappa_{lj}^* \kappa_{mk} \quad (5.21)$$

$$- \mu \sum_j \rho_{jj} \quad (5.22)$$

$$+ k_B T \sum_i \{ f_i \ln f_i + (1 - f_i) \ln (1 - f_i) \} \quad (5.23)$$

où les  $f_i$  sont les “occupations de Fermi” :

$$f_i = \frac{1}{1 + e^{\beta \xi_i}} \quad (5.24)$$

Or, cette expression est identique à celle de la fonctionnelle que l'on minimise dans la théorie HFB à température nulle, au dernier terme près. Le terme  $\mu \sum_j \rho_{jj}$  intervient en effet déjà dans la théorie HFB à température nulle, car, comme on l'a vu en 5.2.2, il est obligatoire d'imposer une contrainte sur le nombre de particules<sup>3</sup> ; ici ce terme provient de la définition de  $G$ .

Le dernier terme ne dépend que des occupations de Fermi, qui n'interviennent pas dans les dérivées effectuées pour l'obtention des équations HFB (en fonction de  $\rho$  et  $\kappa$ ). On en déduit que les équations obtenues sont identiques à celles de la théorie HFB habituelle, le seul changement étant les expressions de la matrice densité et du tenseur d'appariement, où apparaissent les occupations de Fermi  $f_i$ . Le développement des équations permet d'identifier les  $\xi_i$  avec les énergies de quasi-particules, les valeurs propres positives du hamiltonien  $\hat{H}[\mathcal{R}]$  de l'équation 5.8.

Le code de résolution des équations HFB est donc inchangé par rapport à celui à température nulle, à l'exception de  $\rho$  et  $\kappa$  où interviennent les énergies de quasi-particules, qui sont obtenues par la résolution des équations.

#### 5.2.4 Théorie des mouvements collectifs

La description de l'état fondamental par les théories de type HF peut ne pas être correcte, notamment si le potentiel présente plusieurs minima à des énergies proches ou si le noyau est “mou”. La mollesse (ou la rigidité) d'un noyau est définie par la proximité en énergie de deux états orthogonaux ayant des déformations différentes : plus la différence en énergie entre deux

<sup>3</sup> Le système est décrit comme une superposition d'états ayant un nombre de particules variables.

états orthogonaux successifs sur la surface d'énergie potentielle est importante, plus le noyau est "rigide". Dans un noyau mou, les états ayant des déformations différentes peuvent être couplés par l'interaction résiduelle, la partie du hamiltonien nucléaire négligée à l'approximation de champ moyen, et il est alors nécessaire de décrire l'état du noyau comme une superposition d'états à différentes déformations.

Une façon de décrire ces états est d'utiliser la méthode de la coordonnée génératrice (GCM), où on utilise comme fonction d'onde d'essai un mélange de configurations, constitué d'états HF ou HFB à différentes déformations. Si on note la coordonnée génératrice choisie<sup>4</sup>  $q$ , pouvant être un paramètre de déformation tel que  $\beta_2, q_{20}, q_{30}, \dots$ . Une telle fonction d'onde s'écrit :

$$|\Psi\rangle = \int dq f(q) |\Phi(q)\rangle \quad (5.25)$$

où les valeurs de la fonction  $f$  représentent les coefficients de mélange.

L'application du principe variationnel à une fonctionnelle contenant  $\hat{H}$  et une contrainte sur la norme de  $|\Psi\rangle$  permet d'obtenir une équation intégrale pour  $f$ , dite de Hill et Wheeler :

$$\int dq' \langle \Phi(q) | \hat{H} - E | \Phi(q') \rangle f(q') = 0 \quad (5.26)$$

où  $E$  est homogène à une énergie et représente la "valeur propre" associée à la fonction  $f$ . Si on considère que  $f(q)$  s'annule pour les grandes valeurs de  $|q|$ , cette équation fournit un spectre discret de solutions  $E_i$ , les  $f_i(q)$  associés permettant de construire les états  $|\Psi_i\rangle$  du noyau. La valeur la plus basse des  $E_i$ ,  $E_0$ , correspond à l'état fondamental collectif  $|\Psi_0\rangle$  du noyau, et les autres solutions à des états excités.

$E_0$ , que nous noterons  $E_{gs}$  dans la suite, est toujours inférieure ou égale à l'énergie obtenue par les états HFB, ce qui traduit l'existence de corrélations dans l'état fondamental.

Dans la pratique, il est commode, pour résoudre 5.26, d'utiliser des hypothèses, notamment afin de pouvoir prendre en compte plusieurs coordonnées collectives  $q_i$ . Ces hypothèses concernent, d'une part, les noyaux de recouvrement  $\langle \Phi(q) | \Phi(q') \rangle$ , que l'on suppose gaussiens et ne dépendant que de la non localité  $q - q'$ , et d'autre part, les noyaux hamiltonien  $\langle \Phi(q) | \hat{H} | \Phi(q') \rangle$ , que l'on suppose "étroits" en  $q - q'$ . Ces hypothèses constituent l'approximation dite du recouvrement gaussien (GOA). Grâce à celles-ci, les solutions de 5.26 peuvent être obtenues en résolvant une équation de Schrödinger stationnaire gouvernée par un hamiltonien collectif :

$$\mathcal{H}_{coll}(q, \frac{\partial}{\partial q}) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial q} B(q) \frac{\partial}{\partial q} + V(q) \quad (5.27)$$

Le premier terme représente une énergie cinétique dans le paramètre collectif  $q$ . Les coefficients  $B$ , assimilables à l'inverse d'une masse (ou d'une inertie), constituent une matrice dont l'inverse  $\mathcal{M}(q) = B^{-1}(q)$  est le tenseur des inerties collectives.

Le deuxième terme (potentiel) peut s'explicitier sous la forme  $V(q) = E_{HFB}(q) - \epsilon_0^{vib}(q)$ , où  $E_{HFB}(q)$  est la surface d'énergie potentielle HFB et  $\epsilon_0^{vib}(q)$  est ce que l'on appelle la correction d'énergie de point zéro. Elle corrige l'énergie potentielle HFB en extrayant la composante provenant de la fluctuation des  $|\Phi(q)\rangle$  autour de leur déformation moyenne  $q$ . La dérivation de cette équation de Schrödinger montre que  $\epsilon_0^{vib}(q)$  est composée de deux contributions, l'une appelée cinétique et l'autre potentielle. Cette dernière est habituellement négligeable devant la

<sup>4</sup>La généralisation à plusieurs coordonnées ne présente aucune difficulté.

composante cinétique ; on obtient alors :

$$\epsilon_0^{vib}(q) \approx \frac{\hbar^2}{2} \frac{G}{\mathcal{M}} \quad (5.28)$$

où  $G$  est une matrice liée aux largeurs des noyaux de recouvrement  $\langle \Phi_{(q)} | \Phi_{(q')} \rangle$ . Le tenseur des inerties collectives utilisé dans les calculs réalisés ici est obtenu à partir des calculs HFB, en analysant la réponse du noyau à une impulsion collective infinitésimale.

Les notions de potentiel collectif et d'inertie collective sont généralisables à température finie, puisque la théorie HFB peut-être étendue à  $T \neq 0$ . Il n'en est cependant pas de même de la théorie de la coordonnée génératrice, qui permet, moyennant certaines approximations, de dériver un hamiltonien collectif et d'obtenir une correction sur l'énergie. En effet, à température finie, les états du système aux différentes déformations ne sont pas représentés par des vecteurs de l'espace de Hilbert que l'on peut superposer comme en 5.25, mais par des opérateurs densité qui n'obéissent pas à un principe de superposition simple, et qui ne permettent pas directement de dériver un hamiltonien collectif.

Par analogie avec le cas à  $T = 0$ , il est cependant possible de définir un hamiltonien collectif du type 5.27 dans lequel le tenseur des inerties collectives  $B(q)$  et le potentiel collectif  $V(q)$  sont calculés avec la théorie de HFB à température finie. Les états propres de ce hamiltonien collectif sont alors supposés fournir les vibrations collectives du noyau à température finie.

Cette démarche de généralisation de l'approche à température nulle pour la description de noyaux à température finie est probablement justifiée lorsque les modes collectifs du système sont suffisamment découplés des excitations internes responsables de la température pour que le système vibre avec une température constante. Ceci signifie que les échanges d'énergie entre modes collectifs et internes peuvent être négligés. On peut estimer que cette approximation est valable si on se limite à des modes collectifs assez bas, par exemple d'énergie inférieure à 10–15 MeV.

Dans le cas de la fission, la dynamique du noyau peut être obtenue d'une façon complètement microscopique et quantique en partant d'une fonction d'onde dépendant du temps, du même type que celle de la GCM :

$$|\Psi(t)\rangle = \int d\beta_2 f(\beta_2) |\Phi_{(\beta_2)}\rangle \quad (5.29)$$

Dans cette expression,  $f(\beta_2)$  représente l'amplitude de probabilité de la configuration nucléaire  $|\Phi_{(\beta_2)}\rangle$  dans l'état dynamique du noyau, et l'on a supposé, comme à la fin de la section 5.2.2, que le chemin de fission pouvait être décrit à l'aide de la seule variable collective  $q = \beta_2$ .

En appliquant un principe variationnel dépendant du temps à 5.29, on obtient pour les  $f$  une équation de forme semblable à l'équation stationnaire 5.26 :

$$\int d\beta'_2 \langle \Phi_{(\beta_2)} | i \hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} | \Phi_{(\beta'_2)} \rangle f(\beta'_2, t) = 0 \quad (5.30)$$

L'approximation GOA permet ensuite de transformer cette équation intégrale de Hill et Wheeler en une intégrale de Schrödinger dépendant du temps, gouvernée par un hamiltonien collectif de la même forme que 5.27

$$\mathcal{H}_{coll}(\beta_2, \frac{\partial}{\partial \beta_2}) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial \beta_2} B(\beta_2) \frac{\partial}{\partial \beta_2} + V(\beta_2) \quad (5.31)$$

où  $B(\beta_2)$  est l'inverse de l'inertie le long du chemin de fission et  $V(\beta_2)$  l'énergie potentielle

$$V(\beta_2) = E(\beta_2) - \epsilon_0(\beta_2) \quad (5.32)$$

vue par le noyau dans la voie de fission. Cette énergie potentielle se présente sous la forme de puits de potentiel encadrés par des barrières, et c'est cette quantité  $V(\beta_2)$  que nous appellerons "la barrière de fission" du noyau.

Il faut noter que dans le cas des systèmes fissionnants, la correction d'énergie de point zéro  $\epsilon_0(\beta_2)$  doit inclure non seulement la correction (cf. 5.28) :

$$\epsilon_0^{vib}(\beta_2) = \frac{\hbar^2}{2} \frac{G(\beta_2)}{\mathcal{M}(\beta_2)} \quad (5.33)$$

associée au mode de déformation  $\beta_2$ , mais aussi la correction rotationnelle :

$$\epsilon_0^{rot}(\beta_2) = \frac{\langle \Phi_{(\beta_2)} | \hat{J}^2 | \Phi_{(\beta_2)} \rangle}{2\mathcal{I}_x(\beta_2)} \quad (5.34)$$

où le numérateur est le carré de la fluctuation du moment angulaire dans les états HFB déformés  $|\Phi_{(\beta_2)}\rangle$ , et  $\mathcal{I}_x(\beta_2)$  le moment d'inertie par rapport à Ox du noyau dans les mêmes états déformés.

Cette correction rotationnelle permet d'extraire de l'énergie de déformation du noyau une composante parasite provenant de la fluctuation de l'orientation des axes intrinsèques du noyau dans les axes du laboratoire.

Les barrières de fission seront donc définies dans la suite par l'expression :

$$V(\beta_2) = E_{HFB}(\beta_2) - \epsilon_0^{vib}(\beta_2) - \epsilon_0^{rot}(\beta_2) \quad (5.35)$$

$E_{HFB}(\beta_2)$  étant l'énergie de déformation HFB du noyau.

La hauteur du maximum de la barrière de fission du noyau sera définie par rapport à l'énergie de l'état fondamental sous la forme :

$$B_f = V(\beta_2^{max}) - E_{gs} \quad (5.36)$$

où  $\beta_2^{max}$  est la déformation correspondant au maximum de la barrière et :

$$E_{gs} = V(\beta_2^{gs}) + \Delta E_{gs} \quad (5.37)$$

Dans cette expression,  $\beta_2^{gs}$  est la déformation du puits de l'état fondamental du noyau et  $\Delta E_{gs}$  l'énergie de point zéro dans ce puits. L'énergie  $E_{gs}$  a été obtenue pour tous les noyaux envisagés à partir de l'équation aux valeurs propres :

$$\mathcal{H}_{coll}(\beta_2, \frac{\partial}{\partial \beta_2}) \phi_{gs}(\beta_2) = E_{gs} \phi_{gs}(\beta_2) \quad (5.38)$$

où  $\mathcal{H}_{coll}$  est le hamiltonien 5.31.

En principe, la formule 5.36 est valable aussi bien pour les hauteurs de barrière à température nulle qu'à température finie. Dans ce dernier cas, le potentiel  $V(\beta_2)$  à utiliser est celui qui résulte des calculs HFB à température finie et le hamiltonien intervenant dans 5.38 contient les potentiels et inerties calculés également à  $T$  finie.

Cependant, pour des raisons numériques, il n'a pas été possible de déterminer les valeurs des inerties à température finie. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser les corrections

d'énergie de point zéro vibrationnelles  $\epsilon_0^{vib}(\beta_2)$  calculées à température nulle. En revanche, les moments d'inertie ont pu être évalués à température non nulle et en conséquence la correction rotationnelle 5.34 a été déterminée aussi bien à température non nulle qu'à température nulle. Il est important de signaler que cette correction ( $\epsilon_0^{rot}$ ) est 5 à 6 fois plus grande que la correction vibrationnelle  $\epsilon_0^{vib}$ .

Signalons que les barrières de fission des noyaux lourds et superlourds analysés dans ce qui suit comportent deux maxima en symétrie axiale, le second maximum, celui à grande déformation, étant toujours plus bas que le premier lorsque les déformations asymétriques droite/gauche sont prises en compte. Pour cette raison, les hauteurs de barrière présentées plus loin sont en fait celles de la première barrière, celle située à la déformation la plus petite.

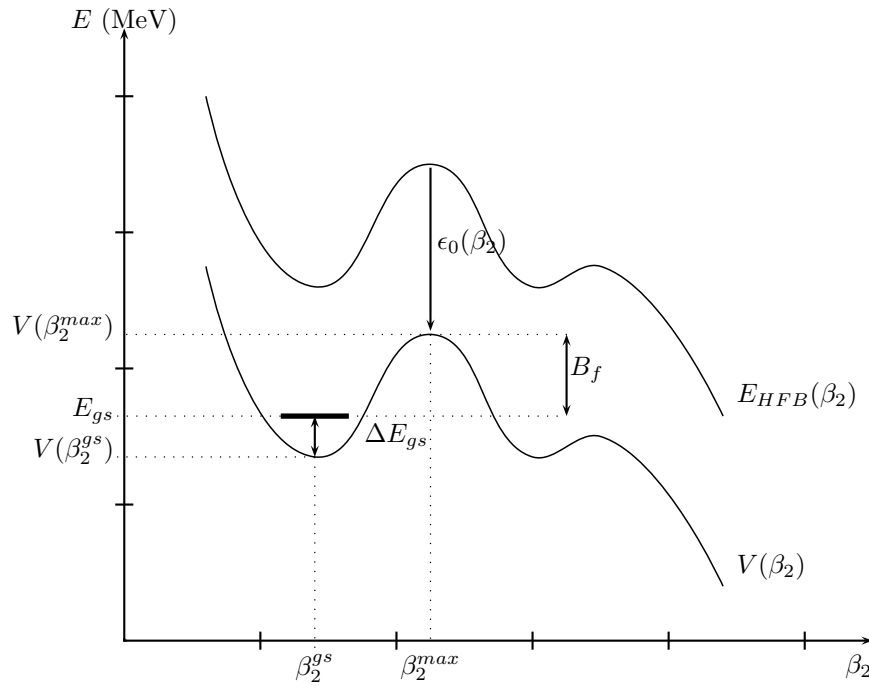


FIGURE 5.1 – Illustration des différentes grandeurs données dans le texte.  $\beta_2^{gs}$  et  $\beta_2^{max}$  désignent respectivement la déformation du fondamental et du sommet de la barrière.



### 5.2.5 Aspects techniques

Les états de quasi-particules des nucléons sont calculés en les développant sur des bases choisies a priori. Dans le cas présent, ces bases sont constituées d'ensembles tronqués des états de l'oscillateur harmonique axial.

La figure 5.2 illustre la convergence de l'énergie pour un noyau  $^{296}_{120}$  en fonction de la taille de la base, que l'on exprime en nombre de couches d'oscillateurs sphériques ( $N$ ). On constate qu'à partir de 17 couches d'oscillateur (base 16), il n'y a plus de changement "brutal" de la valeur du gain en énergie apporté par l'ajout d'une couche, et que celui-ci est pratiquement identique pour  $\beta_2 = 0$  et  $\beta_2 = 0.3$ , ces points correspondant approximativement au fondamental et au sommet de la barrière de fission. Cela se traduit par des changements de plus en plus faibles sur la hauteur de la barrière.

Pour cette raison, tous les résultats montrés dans la suite ont été obtenus avec 17 couches de l'oscillateur harmonique. Notons que les fréquences de l'oscillateur harmonique contenues dans les bases sont optimisées à chaque déformation, par minimisation de l'énergie totale du noyau.

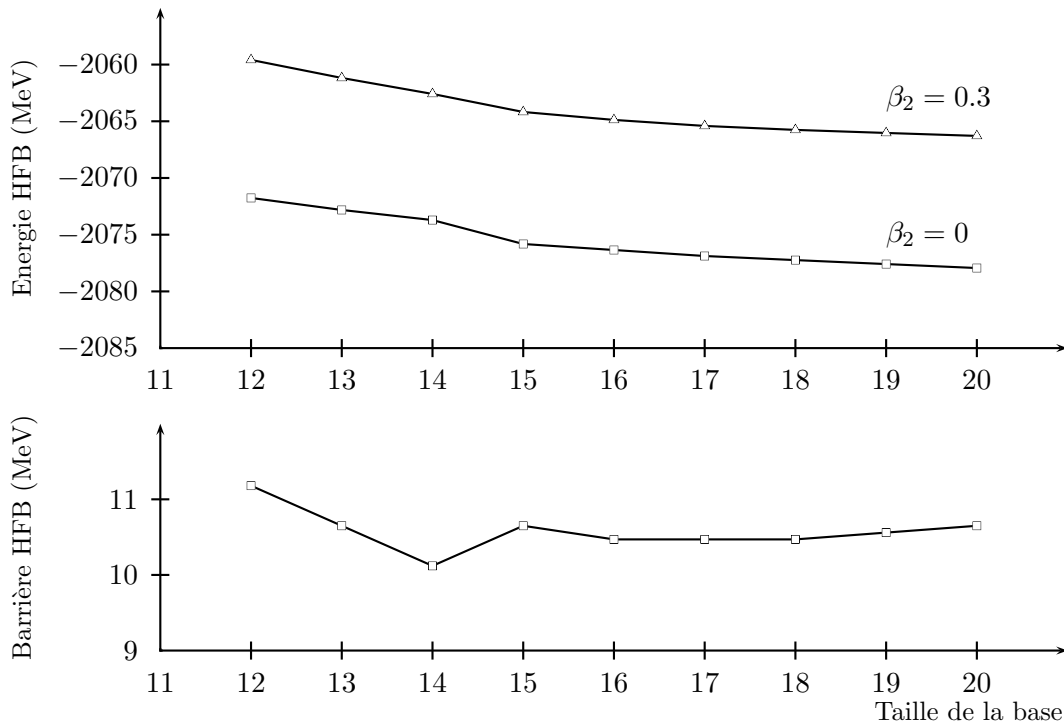


FIGURE 5.2 – Illustration de la convergence de l'énergie HFB à  $\beta_2 = 0$  (fondamental) et à  $\beta_2 = 0.3$  (sommet de la barrière) et de la hauteur de la barrière de fission calculée pour cette figure comme la différence de l'énergie HFB entre ces deux points, pour le noyau  $^{296}_{120}$  en fonction de la taille de la base.

### 5.2.6 Choix des noyaux

Nous avons choisi d'étudier les noyaux étudiés dans les expériences E416 et E416a, c'est à dire :

- $^{296}_{120}$
- $^{282}_{114}$
- $^{312}_{124}$

De plus, nous avons ajouté à cette liste d'une part les noyaux  $^{292}_{118}$ ,  $^{288}_{116}$  et  $^{284}_{114}$  correspondant à l'émission de un à trois  $\alpha$  par  $^{296}_{120}$ , et d'autre part les noyaux  $^{294}_{120}$ ,  $^{292}_{120}$ ,  $^{290}_{120}$ , et  $^{288}_{120}$ , correspondant à l'émission de 2, 4, 6 et 8 neutrons par  $^{296}_{120}$ . Pour  $^{282}_{114}$  et  $^{312}_{124}$ , nous avons réalisés les calculs pour deux noyaux additionnels,  $^{280}_{114}$  et  $^{310}_{124}$ .

Par ailleurs, à des fins de comparaison avec des barrières de fission couramment utilisées (par exemple [85]), nous avons réalisé le calcul de la barrière de fission de  $^{238}\text{U}$ .

## 5.3 Résultats

### 5.3.1 Barrières à température nulle

#### 5.3.1.1 Barrières symétriques/asymétriques

La contrainte de symétrie droite-gauche ne permet généralement pas d'obtenir l'énergie la plus basse sur le chemin de la fission pour les actinides et les superlourds. En particulier, relâcher cette contrainte fait disparaître la seconde barrière, signifiant que la fission asymétrique est plus favorable énergétiquement que la fission symétrique pour ces noyaux. Cependant, la première barrière n'est pratiquement pas affectée par le relâchement de cette contrainte. Pour cette raison, les calculs à température finie ont été réalisés en imposant la symétrie droite-gauche, c'est-à-dire la contrainte  $q_{30} = 0$ .

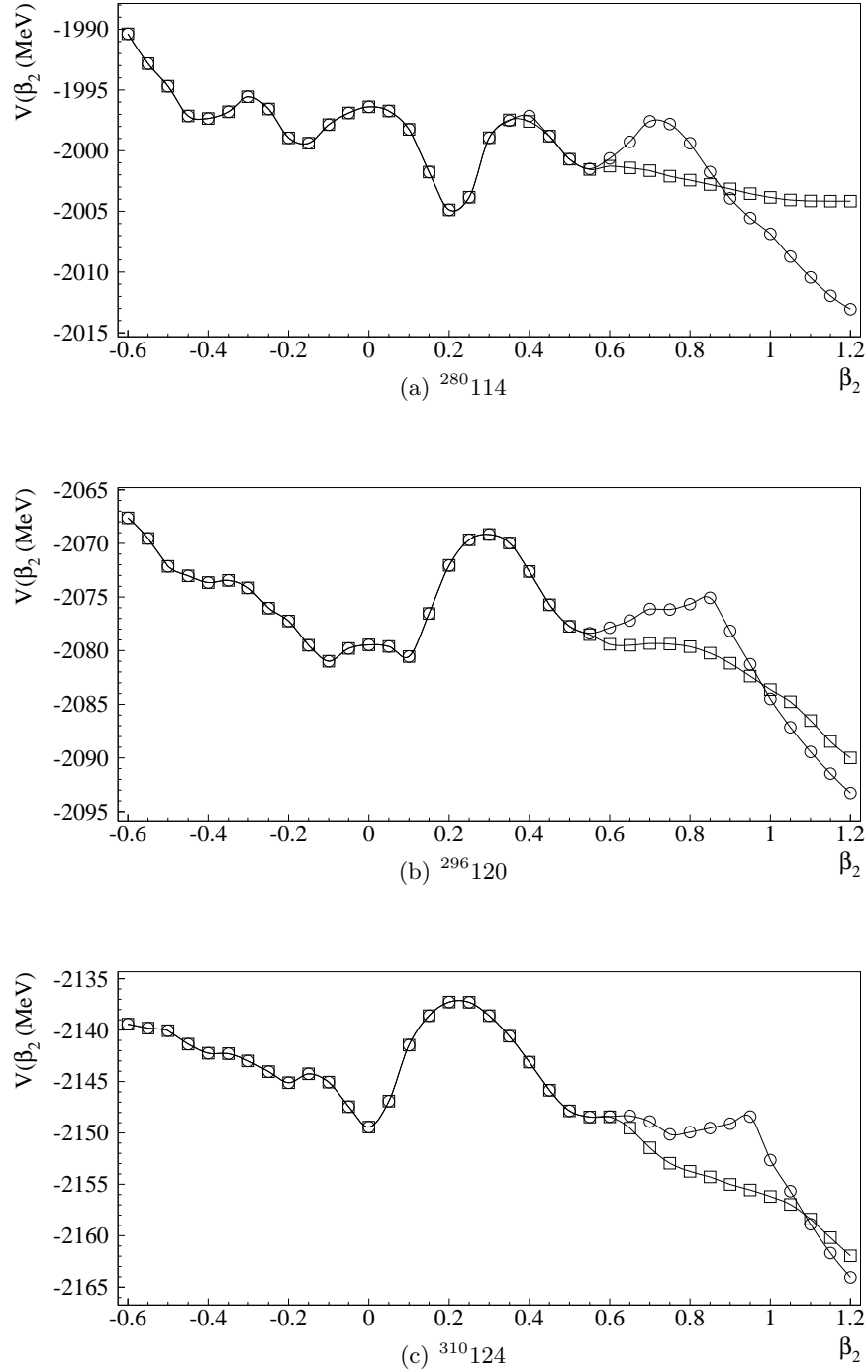


FIGURE 5.3 – Comparaison des barrières axiales symétriques (ronds) et asymétriques (carrés). Pour les trois noyaux, la deuxième barrière disparaît lorsque la symétrie droite-gauche n'est pas imposée, au contraire de la première barrière qui est pratiquement insensible au relâchement de cette contrainte.

### 5.3.1.2 Barrières axiales/triaxiales

La figure 5.3(b) montre que la surface d'énergie potentielle du noyau  $^{296}_{120}$  présente aux faibles déformations deux minima d'énergie voisines à  $\beta_2 \approx \pm 0.1$ . Le fondamental de ce noyau n'est donc pas parfaitement défini. En fait, comme le montre la figure 5.4(a), les deux minima axiaux sont connectés par une vallée dans le plan  $(\beta, \gamma)$  des déformations triaxiales. Ces déformations sont caractérisées par deux paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  définis à partir des paramètres quadrupolaires  $q_{20}$  et  $q_{22}$  par :

$$\begin{cases} q_{20} = \sqrt{\frac{5}{\pi}} A \langle r^2 \rangle \beta \cos \gamma \\ q_{22} = \sqrt{\frac{5}{2\pi}} A \langle r^2 \rangle \beta \sin \gamma \end{cases} \quad (5.39)$$

Les formes axiales correspondent à  $\gamma = 0^\circ$  pour  $\beta_2 \geq 0$ , et à  $\gamma = 60^\circ$  pour  $\beta_2 \leq 0$ .

Dans le cas présent, nous nous contenterons d'estimer l'énergie  $E_{gs}$  de l'état fondamental du noyau dans une description purement axiale, c'est-à-dire en résolvant l'équation 5.38 en symétrie axiale. L'erreur faite en négligeant l'effet des déformations triaxiales n'excède pas 200 à 300 keV.

On constate par ailleurs que le sommet de la barrière de fission de ce noyau ( $\beta \approx 0.3$ ) correspond à une déformation triaxiale : il existe une trajectoire de fission pour laquelle la barrière est plus basse qu'en symétrie axiale d'environ 1 à 2 MeV, à  $\beta \approx 0.3$  et  $\gamma \approx 20^\circ$  ; l'énergie du sommet de la barrière axiale, à  $\gamma = 0^\circ$ , surestime donc de 1 à 2 MeV l'énergie du sommet de la barrière triaxiale.

Contrairement au noyau précédent, on observe que le noyau  $^{280}_{114}$  possède un fondamental bien défini à une déformation  $\beta_2 \approx 0.2$  qui, comme le montre la figure 5.4(b), est stable vis-à-vis des déformations triaxiales ; la première barrière de fission ( $\beta_2 \approx 0.4$ ) est également axiale. La seconde barrière de fission à  $\beta_2 \approx 0.75$  apparaît triaxiale sur la figure 5.4(b) mais on a observé qu'elle disparaît lorsque la symétrie droite-gauche est relâchée dans le cas axial (figure 5.3(a)).

Nous venons de voir que pour l'un des noyaux considérés la restriction de la forme du noyau à une symétrie axiale provoque une surestimation de la hauteur de la barrière de fission de l'ordre de 1 MeV. Cet effet des déformations triaxiales sur la barrière n'a pas été analysé pour tout les noyaux de la présente étude. Il s'ensuit que les hauteurs de barrières données plus loin sont des valeurs maximales, et que les barrières "véritables" peuvent être dans certains cas de 1 à 2 MeV plus faibles.

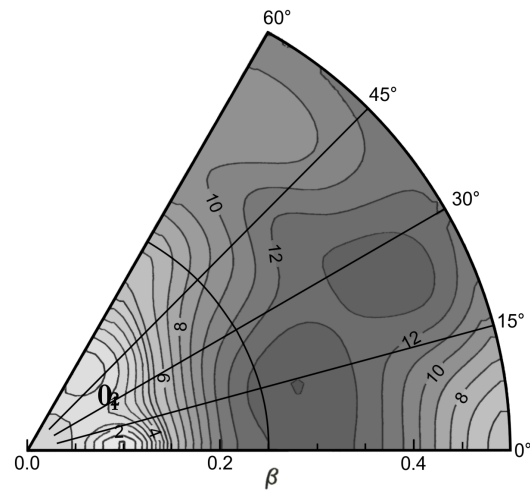
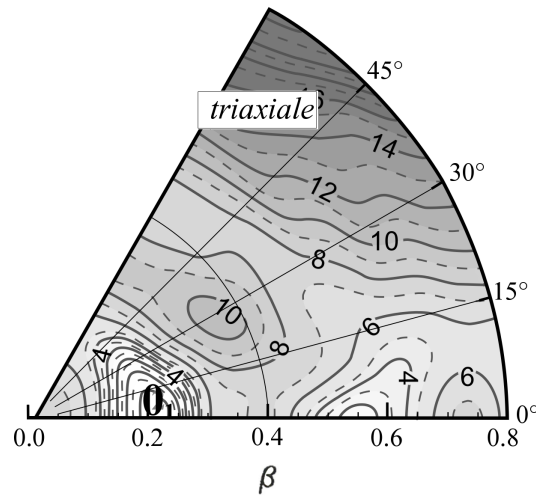
(a)  $^{296}_{120}$ (b)  $^{280}_{114}$ 

FIGURE 5.4 – Paysage de potentiel triaxial ( $\beta, \gamma$ ) de  $^{296}_{120}$  et  $^{280}_{114}$ , incluant les corrections de point zéro (ZPE). Les lignes de niveau sont des isocontours d'énergie en MeV. Le chiffre 0 à  $\beta \approx 0.1$  (a) et  $\beta \approx 0.2$  (b) marque la position du fondamental dans une approche dynamique fondée sur la méthode de la coordonnée génératrice à l'approximation du recouvrement gaussien. D'après [84].

### 5.3.2 Barrières axiales symétriques en fonction de $\beta_2$ et $T$

Les barrières présentées ci-après ont été calculées en mettant en œuvre le formalisme FTHFB présenté précédemment. L'énergie du noyau à chaque température et à chaque déformation  $\beta_2$  a été calculée en conservant la contrainte  $q_{30} = 0$ , la première barrière étant symétrique

Nous avons mené les calculs par pas de 0.1 MeV entre  $T = 0$  et 2 MeV. La température à laquelle est attendu le noyau  $^{296}120$  mis en évidence dans l'expérience E416, à partir de son énergie d'excitation ( $E^* \approx 70$  MeV) est en effet :

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \text{ avec } a \approx \frac{A}{13} \quad (5.40)$$

ce qui conduit à  $T \approx 1.75$  MeV. Le domaine d'exploration de  $\beta_2$  a été fixé à  $[-0.6 ; 1.2]$  par pas de 0.05.

Les figures ci-après (5.6 et 5.7) présentent les paysages d'énergie potentielle en fonction de  $\beta_2$  et  $T$ , que l'on a ramenés à l'énergie du fond du puits du fondamental pour chaque température. Pour référence, nous présentons les mêmes données concernant  $^{238}\text{U}$  (figure 5.5).

On constate tout d'abord qu'il n'y a pas de changement brutal de la forme de l'énergie de déformation en fonction de la température, et que le sommet de la barrière et l'état fondamental de chacun des noyaux reste sensiblement à la même déformation.

Cependant, et contrairement à l'intuition, la hauteur des différentes barrières commence par croître jusqu'à une température de  $T \approx 0.6\text{--}0.8$  MeV, avant de décroître dans un deuxième temps. Cette observation est compatible avec des résultats antérieurs obtenus sur  $^{240}\text{Pu}$  par la même méthode [84].

La nature de ce phénomène provient de la disparition progressive de l'appariement entre les nucléons à mesure que la température augmente. Or, comme on le constate sur la figure 5.8, l'intensité des corrélations d'appariement est faible dans les puits de potentiel et maximale au sommet des barrières. Il s'ensuit que lorsque la température augmente en partant de zéro, l'énergie de liaison du noyau décroît plus vite au sommet des barrières qu'au fond des puits, ce qui a pour effet d'augmenter la hauteur relative des barrières.

Ce phénomène se poursuit jusqu'à une température proche de 0.6 MeV, pour laquelle les corrélations d'appariement au sommet des barrières ont complètement disparues. Au-delà de cette température, les corrélations d'appariement cessent de contribuer à la variation de l'écart relatif en énergie entre les "puits" et les "bosses", et l'augmentation de la température conduit à un aplanissement progressif du paysage de potentiel.

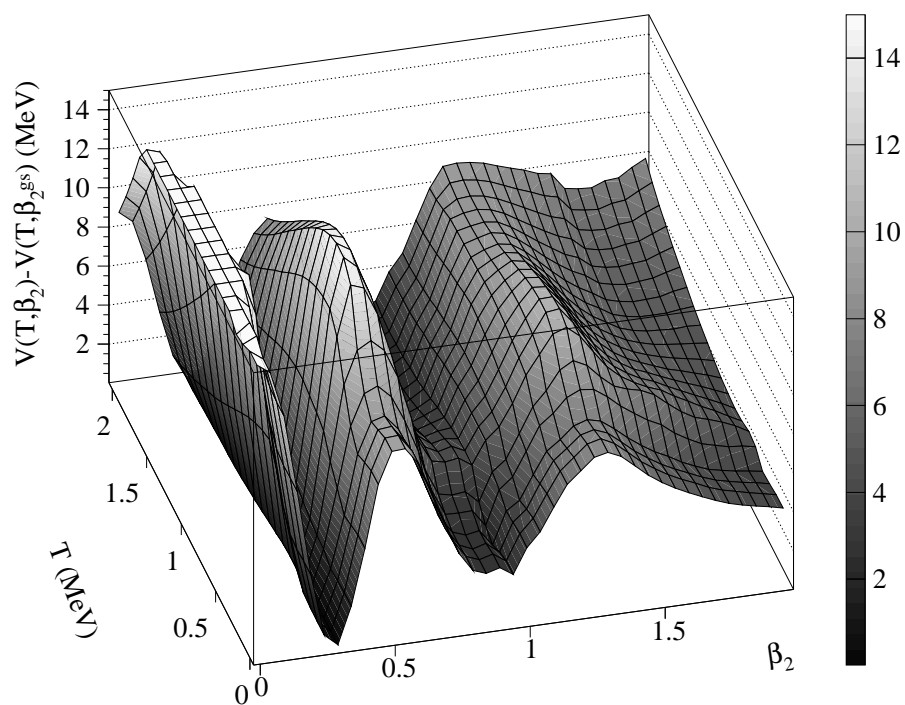
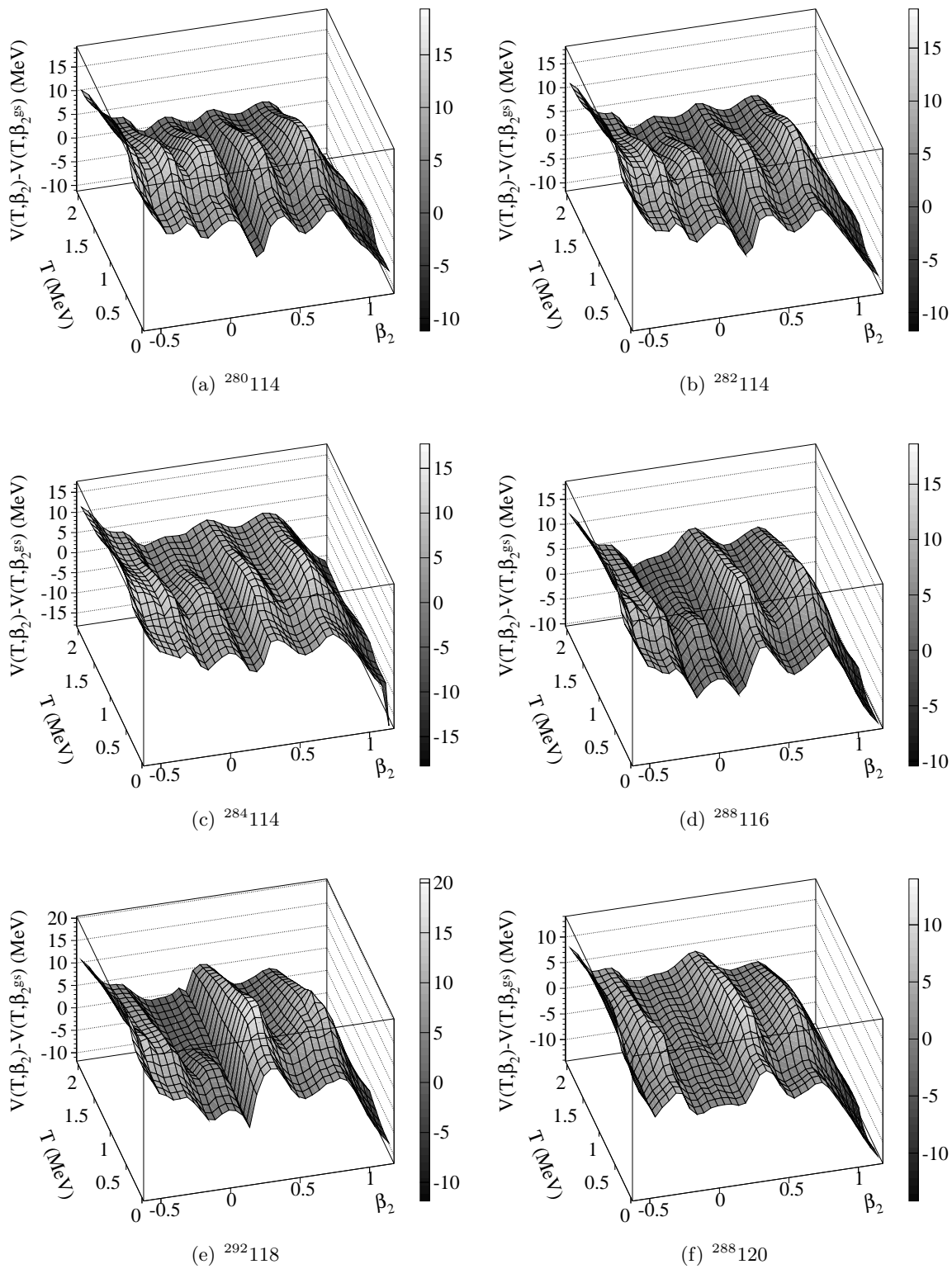
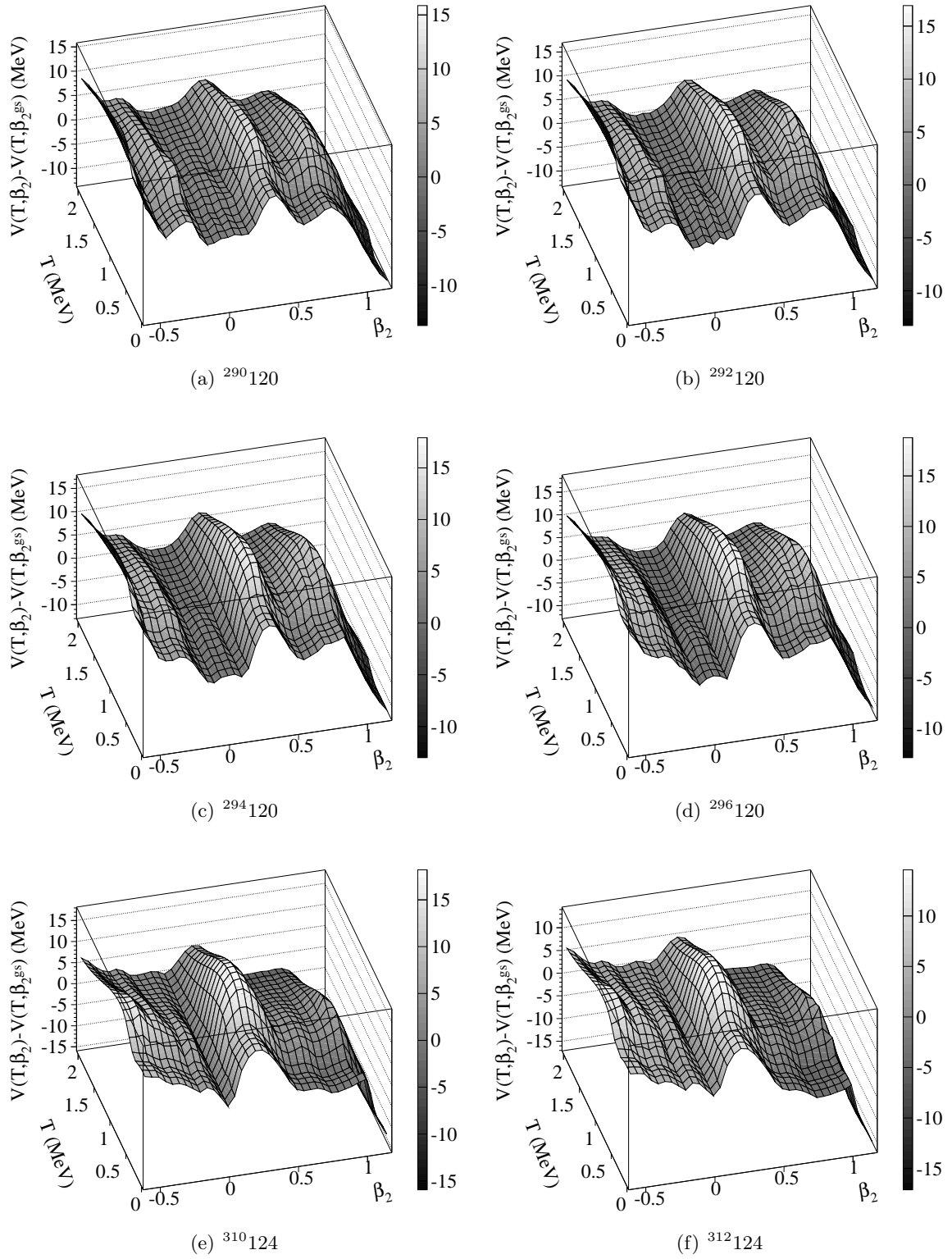


FIGURE 5.5 – Potentiel collectif en fonction de  $\beta_2$  et  $T$  pour le noyau  $^{238}\text{U}$ .



FIGURE 5.6 – Potentiel collectif en fonction de  $\beta_2$  et  $T$ .

FIGURE 5.7 – Potentiel collectif en fonction de  $\beta_2$  et  $T$ .

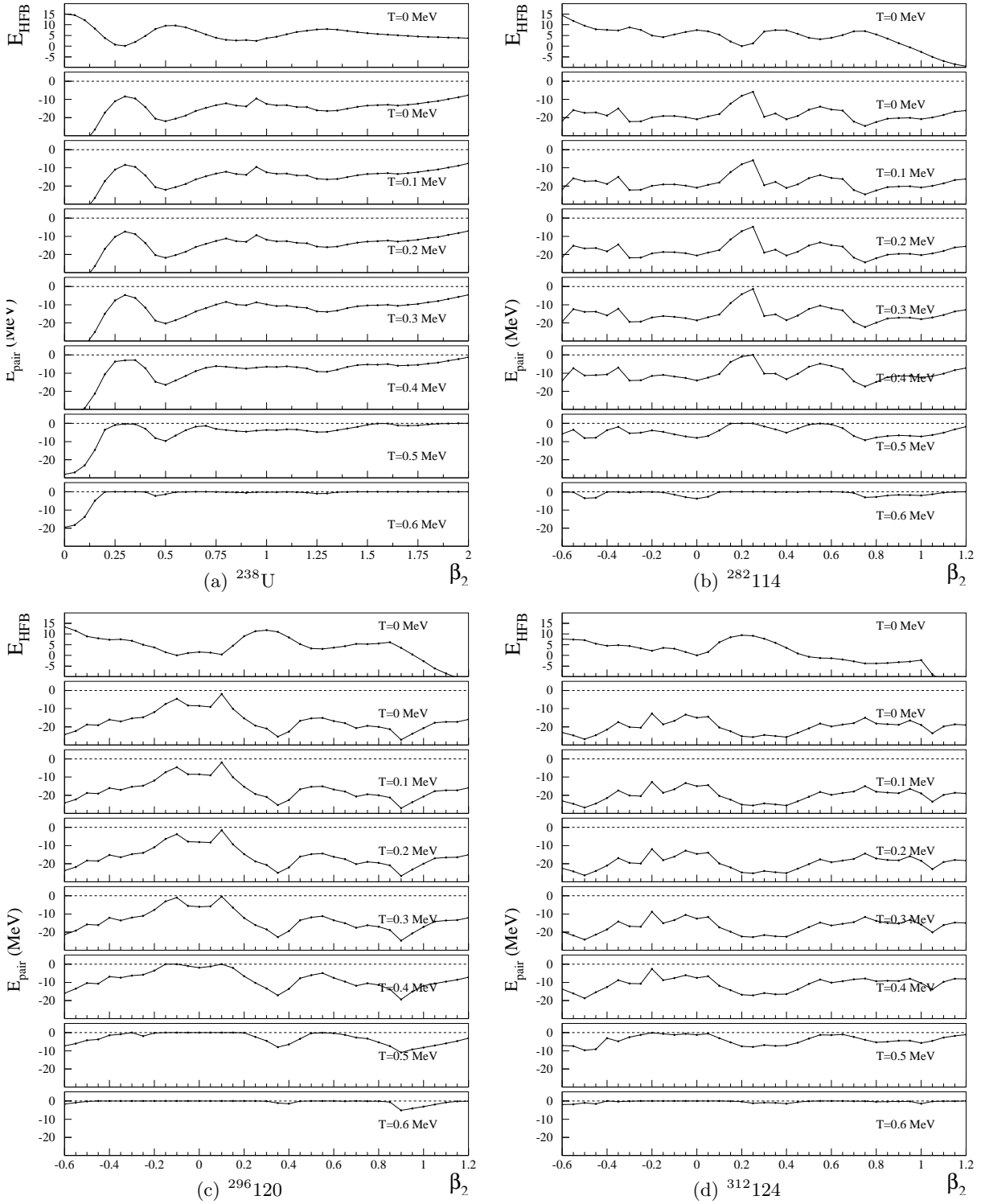


FIGURE 5.8 – Variation de l'énergie d'appariement (protons+neutrons)  $E_{\text{pair}}$  en fonction de la déformation et de la température entre  $T = 0$  et  $T = 0.6$  MeV. Pour chaque noyau, la figure du haut présente le paysage d'énergie potentielle à  $T = 0$ , en MeV.

### 5.3.3 Hauteur de la barrière de fission en fonction de la température

Nous présentons dans cette section les hauteurs de barrière de fission en fonction de la température (figures 5.9, 5.10 et 5.11). Celles-ci sont obtenues en estimant la position du fondamental et celle du sommet de la barrière par interpolation entre les points calculés, et en faisant la différence des potentiels obtenus. La position en énergie de l’“état fondamental” à température finie, autrement dit l’énergie de point zéro  $\Delta E_{gs}(T)$  dans le puits de potentiel le plus profond a été supposée la même qu’à température nulle, soit :

$$\Delta E_{gs}(T) = \Delta E_{gs}(T = 0) \quad (5.41)$$

On constate, de façon plus lisible encore que sur les représentations bidimensionnelles des figures 5.5 à 5.7, que les barrières restent constantes dans un premier temps (jusqu’à  $T \approx 0.4$  MeV) avant de croître jusqu’à une valeur excédant de 50% à 75% la barrière à  $T = 0$  (pour  $T \approx 0.6$  MeV), ce qui s’explique par la différence d’énergie d’appariement entre le fondamental et le sommet de la barrière.

L’ensemble des noyaux étudiés présente le même comportement général. Le tableau suivant (5.1) résume, à température nulle, les énergies et déformations du fondamental et du sommet de la barrière, tenant compte des corrections de point zéro (rotationnelle et vibrationnelle), ainsi que la hauteur de la barrière de fission en découlant ; les deux dernières colonnes donnent la valeur de l’énergie du fondamental obtenue par des calculs dynamiques, ainsi que la hauteur de la barrière de fission tenant compte de l’ensemble de ces corrections.

La figure 5.12 illustre la variation de ces hauteurs de barrière de fission avec le nombre de neutrons  $N$ . Pour les  $Z$  disposant de suffisamment d’isotopes (en particulier  $Z = 120$  et  $Z = 124$ ), on constate un fort accroissement de  $B_f$  à l’approche de la fermeture de couche en neutrons à  $N = 184$ . Il a en effet été montré – dans le même cadre théorique qu’ici – que cette fermeture de couche en neutrons stabilise beaucoup plus les noyaux que les fermetures de couches en protons dans la même région (attendues ici à  $Z = 120$  et  $Z = 126$ ) et que son effet est visible indépendamment du  $Z$ , tout au moins entre  $Z = 110$  et  $Z = 128$  [86].

Z	A	N	Fondamental		Sommet		$\Delta V$	$\Delta E_{gs}$	$B_f$
			$\beta_2^{gs}$	$V(\beta_2^{gs})$	$\beta_2^{max}$	$V(\beta_2^{max})$			
92	238	146	0.287	-1794.7	0.527	-1785.0	9.7	0.8	8.9
114	280	166	0.212	-2004.9	0.384	-1997.1	7.8	1.4	6.4
114	282	168	0.206	-2018.5	0.366	-2010.9	7.6	1.3	6.3
114	284	170	0.188	-2030.9	0.338	-2023.6	7.3	0.8	6.5
116	288	172	0.154	-2048.1	0.328	-2039.2	8.9	0.8	8.1
118	292	174	0.140	-2067.0	0.318	-2054.6	12.4	2.0	10.4
120	288	168	-.128	-2018.8	0.348	-2012.2	6.6	0.5	6.1
120	290	170	-.129	-2035.4	0.334	-2027.2	8.2	0.5	7.7
120	292	172	-.127	-2051.4	0.323	-2041.7	9.7	0.6	9.1
120	294	174	-.105	-2066.3	0.308	-2055.7	10.6	0.6	10.0
120	296	176	-.096	-2081.0	0.294	-2069.2	11.8	0.7	11.1
124	310	186	0.001	-2149.4	0.224	-2137.2	12.2	1.0	11.2
124	312	188	0.000	-2159.4	0.214	-2149.8	9.6	0.8	8.8

TABLEAU 5.1 – À température nulle et pour chaque noyau ( $Z, A, N$ ), les premières colonnes de ce tableau donnent les déformations et potentiels du niveau fondamental et du sommet de la barrière, ainsi que la différence de potentiel  $\Delta V$  entre ces deux points. Les deux dernières colonnes donnent la différence  $\Delta E_{gs}$  entre le fond du puits à  $V(\beta_2^{gs})$  et l'énergie du fondamental  $E_{gs}$ , et finalement la hauteur de la barrière de fission  $B_f$  calculée comme  $B_f = \Delta V - E_{gs}$ . L'ensemble des grandeurs (potentiels et hauteur de barrière) sont exprimées en MeV.

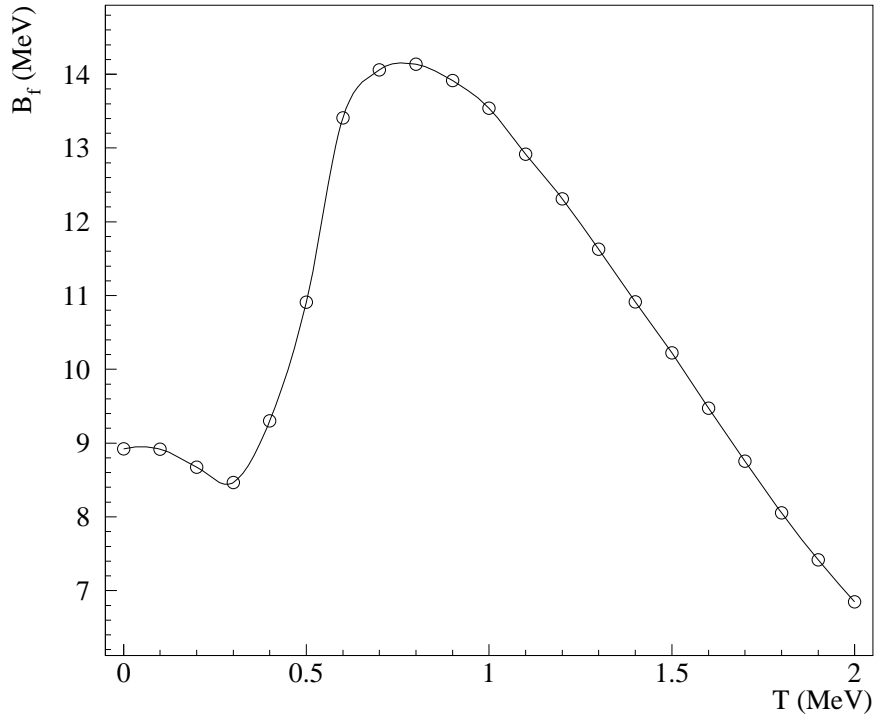


FIGURE 5.9 – Variation de la hauteur de la première barrière de fission de  $^{238}\text{U}$  avec la température.

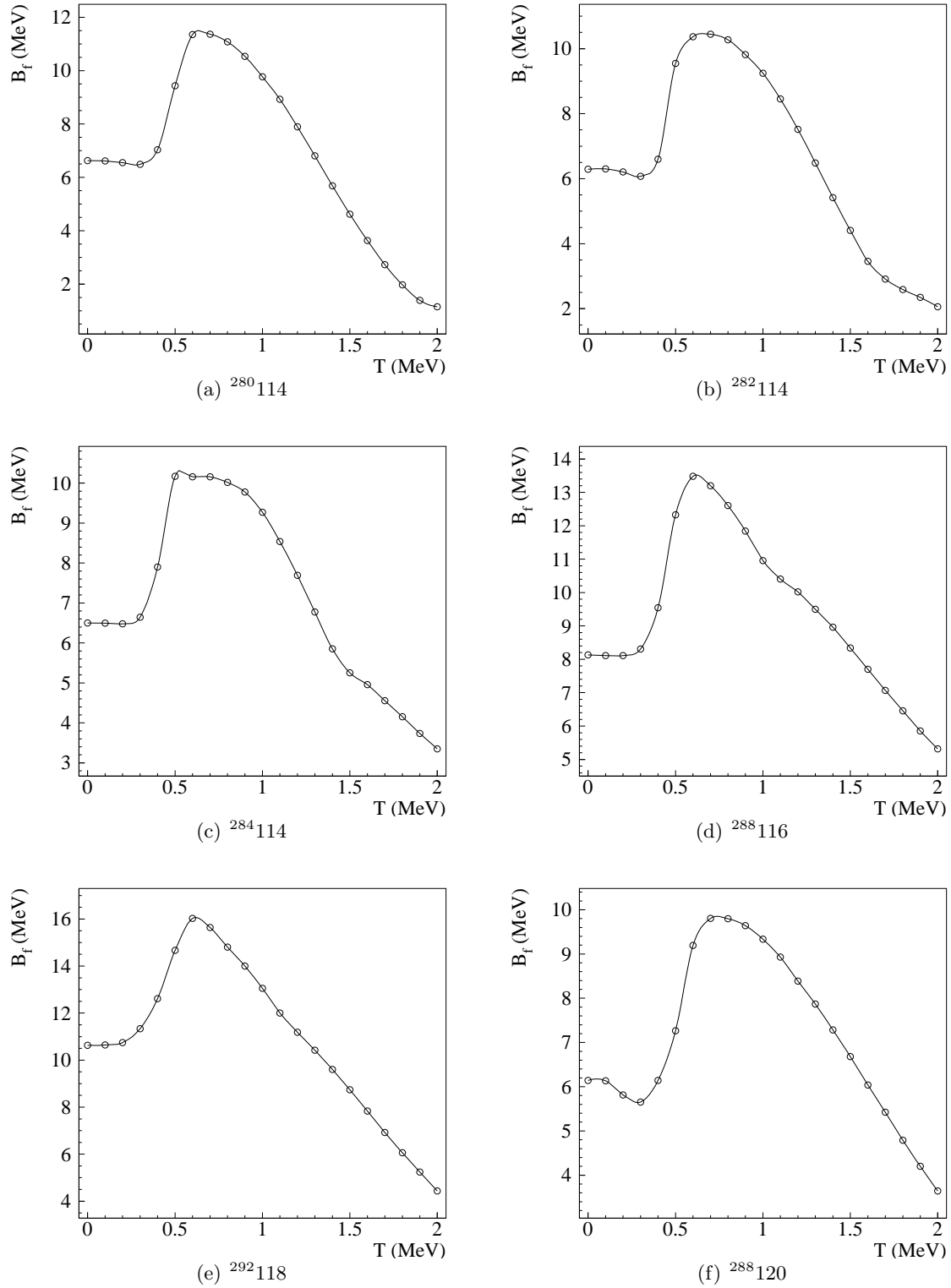


FIGURE 5.10 – Variation de la hauteur de la première barrière de fission avec la température.

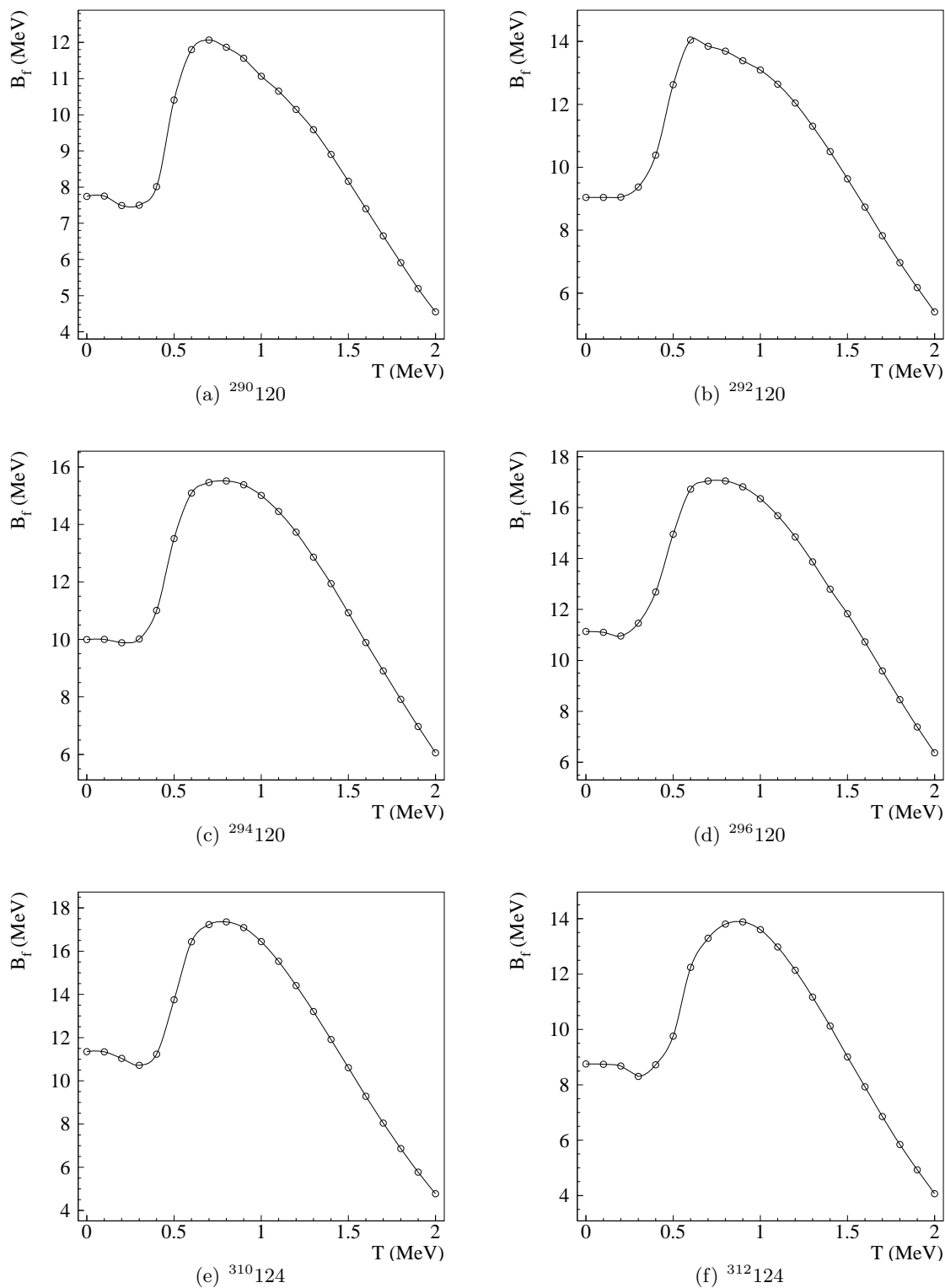


FIGURE 5.11 – Variation de la hauteur de la première barrière de fission avec la température.

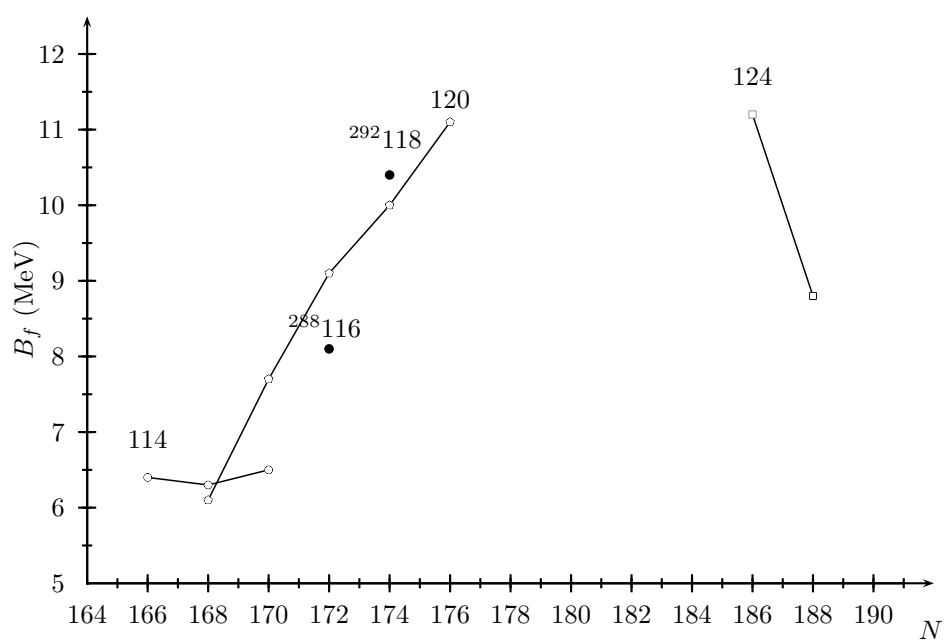


FIGURE 5.12 – Hauteurs de barrières de fission  $B_f$  à température nulle (tableau 5.1) en fonction du nombre de neutrons  $N$ . Les noyaux de même  $Z$  sont reliés par des lignes permettant de guider le regard.



### 5.3.3.1 Barrières normalisées à $T = 0$

La figure 5.13 montre la variation de la hauteur de la barrière de fission en fonction de la température, normalisée par la hauteur de la barrière à température nulle.

On constate sur cette figure que l'ensemble des courbes suivent la même évolution générale et en particulier que ces variations en fonction de  $T$  sont extrêmement proches pour les différents isotopes d'un même  $Z$ , notamment pour  $Z = 120$ .

Dans l'optique de l'établissement d'une systématique de ces hauteurs en fonction de  $T$  utilisable dans un code de désexcitation statistique, il serait intéressant de trouver une forme analytique unique pour cette variation en fonction de  $T$ , ne dépendant par ailleurs que du  $Z$  et du  $A$  du noyau.

La correction vibrationnelle  $\epsilon_0^{vib}$  et l'énergie de point zéro  $E_{gs}$  ne peuvent pour le moment n'être estimées qu'à température nulle à cause de problèmes numériques, nous avons donc supposé dans le présent travail que ces deux quantités ne varient pas en fonction de la température. L'inclusion ultérieure des "vraies" valeurs, c'est-à-dire dépendantes de  $T$ , est susceptible de changer la variation relative des hauteurs de barrières à température finie par rapport à ce qui est donné sur la figure 5.13 et dans le reste de ce travail. Pour cette raison, bien que l'on n'attende pas que l'ajout de l'effet de la température à  $\epsilon_0^{vib}$  et  $E_{gs}$  modifie profondément la forme générale des courbes ci-dessous, la recherche d'une telle forme analytique n'a pas été entreprise pour le moment.

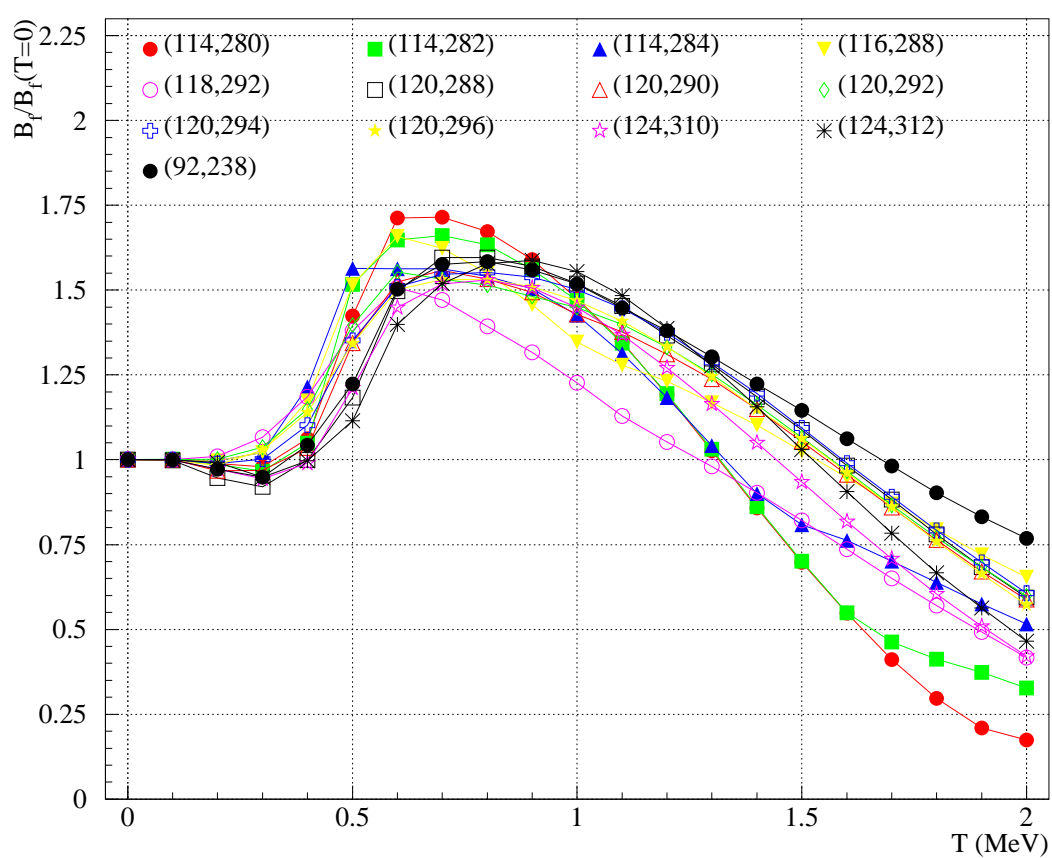


FIGURE 5.13 – Variation de la hauteur de la première barrière de fission avec la température, normalisée à la barrière à température nulle pour tous les noyaux étudiés.

## 5.4 Conclusion et perspectives

Dans les sections précédentes, nous avons comparé les résultats obtenus sur des noyaux superlourds à ceux obtenus sur le noyau d'uranium 238 et nous avons constaté un comportement analogue entre ces deux calculs. Ces résultats montrent que la hauteur de la barrière de fission de l'uranium calculée par HFB est nettement plus grande que celle déduite des sections efficaces expérimentales, de l'ordre de 9 MeV au lieu de  $\approx 6$  MeV [87]; ceci s'explique notamment par le fait que la forme du noyau au niveau de la première barrière n'est pas axiale mais triaxiale. On peut s'attendre, comme il a été dit plus haut, à un effet similaire dans plusieurs des douze noyaux superlourds analysés dans cette étude. Il sera donc important dans les analyses futures des barrières de fission de ces noyaux d'inclure explicitement l'effet des déformations triaxiales.

Afin de calculer avec précision les largeurs de fission de ces noyaux, il sera également important de prendre en compte la variation de la hauteur de la barrière non seulement avec la température, mais aussi avec le moment angulaire  $l$  du système. Ceci peut être réalisé de façon simple en ajoutant à l'énergie potentielle de déformation  $V(\beta_2, T)$  une contribution rotationnelle de la forme :

$$\frac{\hbar^2}{2} \frac{l(l+1)}{\mathcal{I}_x(\beta_2, T)} \quad (5.42)$$

où  $\mathcal{I}_x(\beta_2, T)$  est le moment d'inertie du système à la déformation  $\beta_2$  et à la température  $T$ . Notons que les calculs HFB présentés ici doivent permettre de prévoir de façon fiable l'évolution relative des hauteurs de barrière en fonction de  $T$  et de  $l$ , même si les barrières de fission à  $T = l = 0$  sont trop hautes en valeur absolue.

La suite de ce travail sera d'explorer de manière exhaustive la table des isotopes dans la région  $Z = 114-126$ . L'un des objectifs serait de parvenir à donner une systématique des hauteurs de barrière de fission en fonction de  $A$ ,  $Z$ ,  $T$  et  $l$  utilisable dans les calculs de temps de vie en fonction de l'énergie d'excitation mise dans le système.

Finalement, il serait du plus grand intérêt d'étendre ces études aux noyaux superlourds impairs et impairs-impairs. On s'attend à ce que les barrières de fission des systèmes ayant un nombre impair de neutrons et/ou de protons aient des barrières de fission plus élevées que les noyaux pairs-pairs voisins, mais le comportement de ces hauteurs de barrière en fonction de  $T$  et de  $l$  est en revanche difficile à prévoir. Les calculs microscopiques présentés dans ce chapitre devraient être à même de déterminer de quelle façon les barrières de fission de ces noyaux évoluent en valeur relative en fonction de  $T$  et de  $l$ .

La stabilité relative des noyaux étudiés dans les expériences E416 ( $^{296}_{120}$ ) et E416a ( $^{282}_{114}$  et  $^{312}_{124}$ ), sera connue lorsque l'analyse de cette dernière sera terminée; à l'aide d'un code de désexcitation statistique, elle sera alors à comparer avec les hauteurs de barrières obtenues ici, qui sont :

- $^{282}_{114}$  : 6.3 MeV
- $^{296}_{120}$  : 11.1 MeV
- $^{312}_{124}$  : 8.8 MeV.

Le résultat le plus remarquable de ces premiers calculs est l'accroissement très important de  $B_f$  entre  $T = 0.4$  et  $0.8$  MeV, dû à la disparition progressive de la corrélation d'appariement avec la température. Cet effet n'avait pas été identifié en tant que tel jusqu'à présent, et la plupart des approches utilisent aujourd'hui soit des hauteurs de barrière de fission constantes en fonction de la température, soit une variation monotone décroissante de celles-ci en fonction de  $T$ . Cet effet est susceptible d'accroître fortement la stabilité des noyaux superlourds le long de la

chaîne de désexcitation ; toutefois, cet accroissement doit être considéré avec prudence, car il peut éventuellement être contrebalancé par l'effet de la disparition de la corrélation d'appariement sur les densités de niveaux. Ainsi, avant de pouvoir être exploitée dans des codes statistiques permettant le calcul du temps de vie de noyaux superlourds, l'étude des hauteurs de barrières de fission présentée ici doit être complétée par une étude de la variation des densités de niveaux au fondamental et au point selle en fonction de la température.



## Conclusion

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur l'étude de la stabilité de noyaux superlourds et vise en particulier à chercher une signature expérimentale de l'existence d'une fermeture de couche au voisinage de  $Z = 120$ .

La méthode originale mise en œuvre dans l'expérience analysée ici est basée sur l'étude directe des temps de fission de ces systèmes très lourds. Par leur forte corrélation avec la hauteur de la barrière de fission, les temps de fission permettent de mettre en évidence la présence des effets de couche sans lesquels des noyaux aussi lourds ne pourraient exister. Par ailleurs, les noyaux sont d'autant plus stabilisés qu'ils sont proches d'une fermeture de couche.

L'étude des temps de fission, en exploitant une fraction importante de la section efficace de réaction, offre une alternative aux expériences de synthèse pour l'exploration de la région des transactinides vers les  $Z$  les plus élevés ; ces expériences sont en effet limitées par la baisse rapide avec le  $Z$  des sections efficaces de formation de résidus d'évaporation.

Ces mesures de temps de fission utilisant la technique dite de blocage cristallin reposent sur la mesure de l'intensité de l'effet d'ombre des structures cristallines de la cible sur la distribution angulaire des produits des réactions entre le faisceau et les atomes de la cible. Cette intensité est principalement fonction de la distance de recul du système émetteur depuis le site initial de l'atome-cible, et donc de la durée de la réaction considérée.

Dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^{nat}\text{Ni}$  à 6.62 MeV/A, et grâce à un dispositif expérimental constitué de télescopes à haute résolution spatiale (dédiés à l'application de la méthode du blocage cristallin) et du multidétecteur  $4\pi$  Indra, nous avons identifié des événements de capture complète dans la voie d'entrée. L'étude des creux de blocage constitués pour les fragments issus de ces processus de capture a montré qu'il existe une proportion notable de ces événements associée à de longs temps de réaction ( $> 7.10^{-19}$  s), ne pouvant provenir que de la fission d'un noyau composé après fusion complète.

Cette composante de longs temps de fission témoigne de l'existence d'une barrière de fission élevée pour un noyau  $Z = 120$  et donc de la proximité d'une fermeture de couche.

Pour obtenir des sections efficaces de capture significatives il est nécessaire d'utiliser des énergies largement supérieures à la barrière de fusion et conduisant à une forte énergie d'excitation initiale des noyaux produits. Or, l'évolution des effets de couche avec la température est mal connue ; nous avons donc entrepris des calculs théoriques de hauteur de barrière de fission en fonction de la température, du  $Z$  et du  $A$ , totalement microscopiques et basés sur la théorie HFB.

Le succès de cette première expérience démontrant l'importance des effets de couche pour  $Z = 120$  a conduit à étendre ce programme à l'étude des noyaux  $^{282}114$  et  $^{312}124$  afin de mieux délimiter les contours de ce ou ces îlot(s) de stabilité dans la région des superlourds.

En accord avec nos résultats expérimentaux, les calculs de structure présentés ici prédisent l'existence d'une barrière de fission élevée pour les noyaux  $^{290-296}120$ . Ils prédisent de plus une stabilité comparable pour  $Z = 124$  et  $Z = 120$ , mais moins importante pour  $Z = 114$  ; le dépouillement de l'expérience E416a devrait permettre de valider ou non cette prédiction.

Ils ont par ailleurs permis d'établir qu'il existe un accroissement important de la hauteur

de la barrière pour des températures entre 0.3 et 0.8 MeV environ, dû à la disparition de la corrélation d'appariement entre les nucléons.

Pour les noyaux produits dans notre expérience, à une température supérieure à la température correspondant au maximum de  $B_f(T)$  ( $T \approx 0.8$  MeV) ces calculs semblent indiquer que la diminution de température induite par l'évaporation de particules (neutrons) dans les premières étapes de la désexcitation, s'accompagne d'une augmentation de la hauteur de la barrière de fission des noyaux fils, et donc de leur temps de fission. Par contre, lorsque la température devient inférieure à 0.8 MeV, les barrières de fission décroissent très rapidement, favorisant de plus en plus la voie de désexcitation par fission.

Cette évolution apparaît donc susceptible de réconcilier les faibles sections efficaces de formation de résidus d'évaporation observées lors des expériences de synthèse et les longs temps de fission mis en évidence ici pour le noyau de  $Z = 120$ . Nous avons vu néanmoins que les hauteurs de barrières de fission ne sont pas les seuls paramètres gouvernant la désexcitation de ces noyaux lourds. Des mesures de temps de fission pour différentes énergies d'excitation initiales devraient permettre de vérifier expérimentalement l'existence de cet effet. Toutefois, sur un plan expérimental, la baisse rapide de la section efficace de capture aux faibles énergies incidentes risque de limiter notablement cette exploration.

En tout état de cause, ce résultat inattendu pourra être exploité ultérieurement après introduction de ces barrières microscopiques dans des codes de désexcitation statistique permettant d'étudier les distributions en temps de fission de noyaux superlourds.

## Annexe A

### Estimation de l'erreur sur les paramètres d'ajustement des creux de blocage

Nous avons utilisé la bibliothèque Minuit du CERN pour effectuer l'ajustement de la fonction choisie aux creux de blocage expérimentaux à une dimension, et ainsi extraire les deux paramètres significatifs que sont  $\chi_{min}$  et  $\psi_{1/2}$ . Cette fonction est construite sur une gaussienne, et prend la forme suivante (fonction 1 de la section 4.5.1) :

$$\chi(\psi) = \chi_1 \left( 1 - \left( 1 - \chi_{min}^G \right) \exp \left( -\frac{\ln 4}{2} \frac{\psi^2}{\psi_{1/2}^G{}^2} \right) \right) \quad (\text{A.1})$$

Minuit permet de fixer le niveau de confiance avec lequel sont estimés les différentes variables. Nous avons comparé des niveaux de confiance de 70%, 90% et 95% en traçant sur trois creux expérimentaux les fonctions extrêmes correspondant aux valeurs obtenues par l'ajustement (figures A.1, A.2 et A.3). Si on note  $\Delta x$  l'erreur associée à chaque variable  $x$ , ces fonctions sont :

$$\chi^{max}(\psi) = \chi_1 \left( 1 - \left( 1 - (\chi_{min} + \Delta\chi_{min}) \right) \exp \left( -\frac{\ln 4}{2} \frac{\psi^2}{(\psi_{1/2}^G - \Delta\psi_{1/2}^G)^2} \right) \right) \quad (\text{A.2})$$

$$\chi^{min}(\psi) = \chi_1 \left( 1 - \left( 1 - (\chi_{min} - \Delta\chi_{min}) \right) \exp \left( -\frac{\ln 4}{2} \frac{\psi^2}{(\psi_{1/2}^G + \Delta\psi_{1/2}^G)^2} \right) \right) \quad (\text{A.3})$$

La comparaison visuelle entre les limites des fonctions et les points expérimentaux permet une appréciation du niveau de confiance le plus significatif. Celles-ci doivent englober un maximum de points, et suivre l'aspect général de la distribution expérimentale.

Selon ces critères, un niveau de confiance de 90% semble être le plus adapté à la définition de l'erreur pour les creux de blocage associés aux zones 2 (quasi-cibles issues de diffusions quasi-élastiques, figure A.1) et 3 (fragments très lourds,  $65 \leq Z \leq 85$ , figure A.2), bien que le premier point du creux de la zone 3, vers  $\psi = 0.025^\circ$ , semble être un peu à l'extérieur des limites ; cela est dû aux choix de cette fonction particulière, qui ne reproduit pas particulièrement bien la forme "triangulaire" de ce creux de blocage, en étant toutefois bien adaptée à la reproduction de sa forme globale.

La dispersion statistique des points du creux de blocage associé à la zone 5 (quasi-cible issues de diffusions inélastiques, figure A.3) ne permet pas vraiment de choisir un niveau de confiance. Bien que la forme générale du creux semble être reproduite, un certain nombre de points restent en dehors des limites de l'ajustement, même à 95%.

En comparant visuellement les limites des paramètres avec les creux expérimentaux des zones 2 et 3, le niveau de confiance à 90% nous a paru être le plus représentatif, et a été utilisé pour estimer les erreurs données par la suite.



Toutefois, il faut noter que pour certains creux constitués avec un nombre d'événements relativement réduits (notamment la zone 5), ces erreurs peuvent correspondre à un niveau de confiance inférieur à celui indiqué par Minuit.

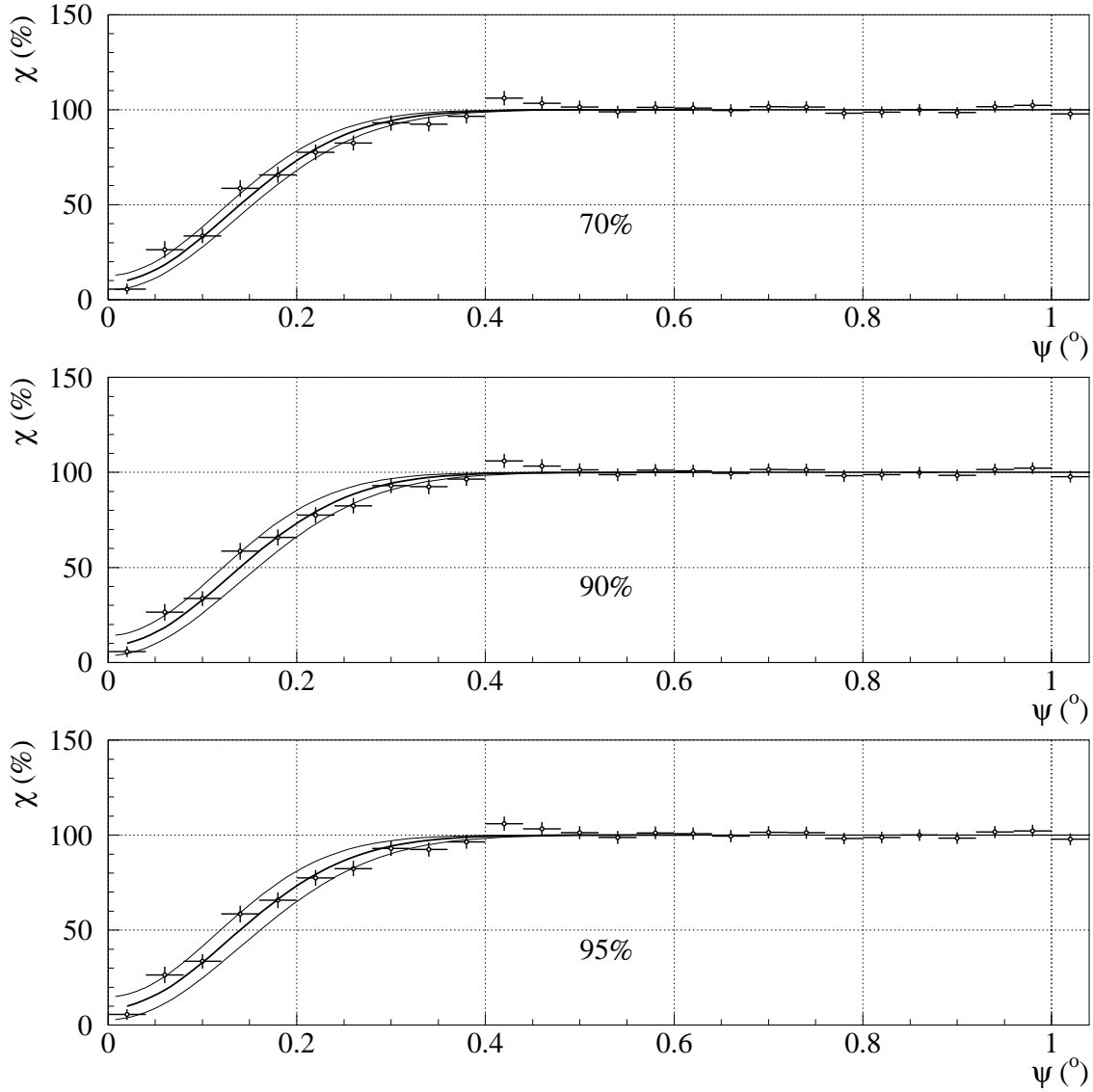


FIGURE A.1 – Limites des fonctions ajustées pour trois niveaux de confiances différents, comparées au creux de blocage expérimental associé aux quasi-cibles issues de diffusions quasi-élastique de la zone 2 (voir texte).

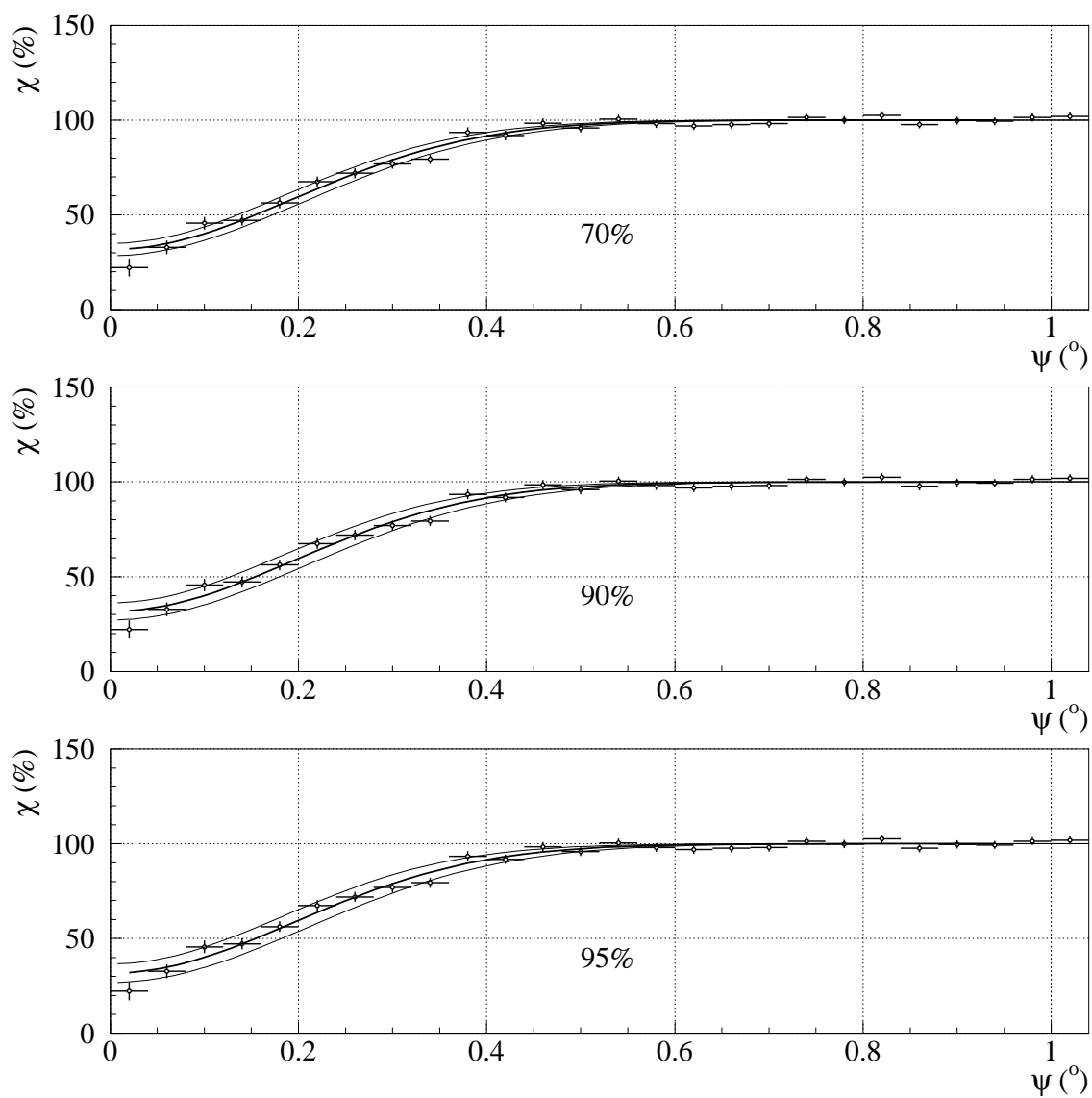


FIGURE A.2 – Limites des fonctions ajustées pour trois niveaux de confiances différents, comparées au creux de blocage expérimental associé aux fragments lourds de la zone 3 (voir texte).

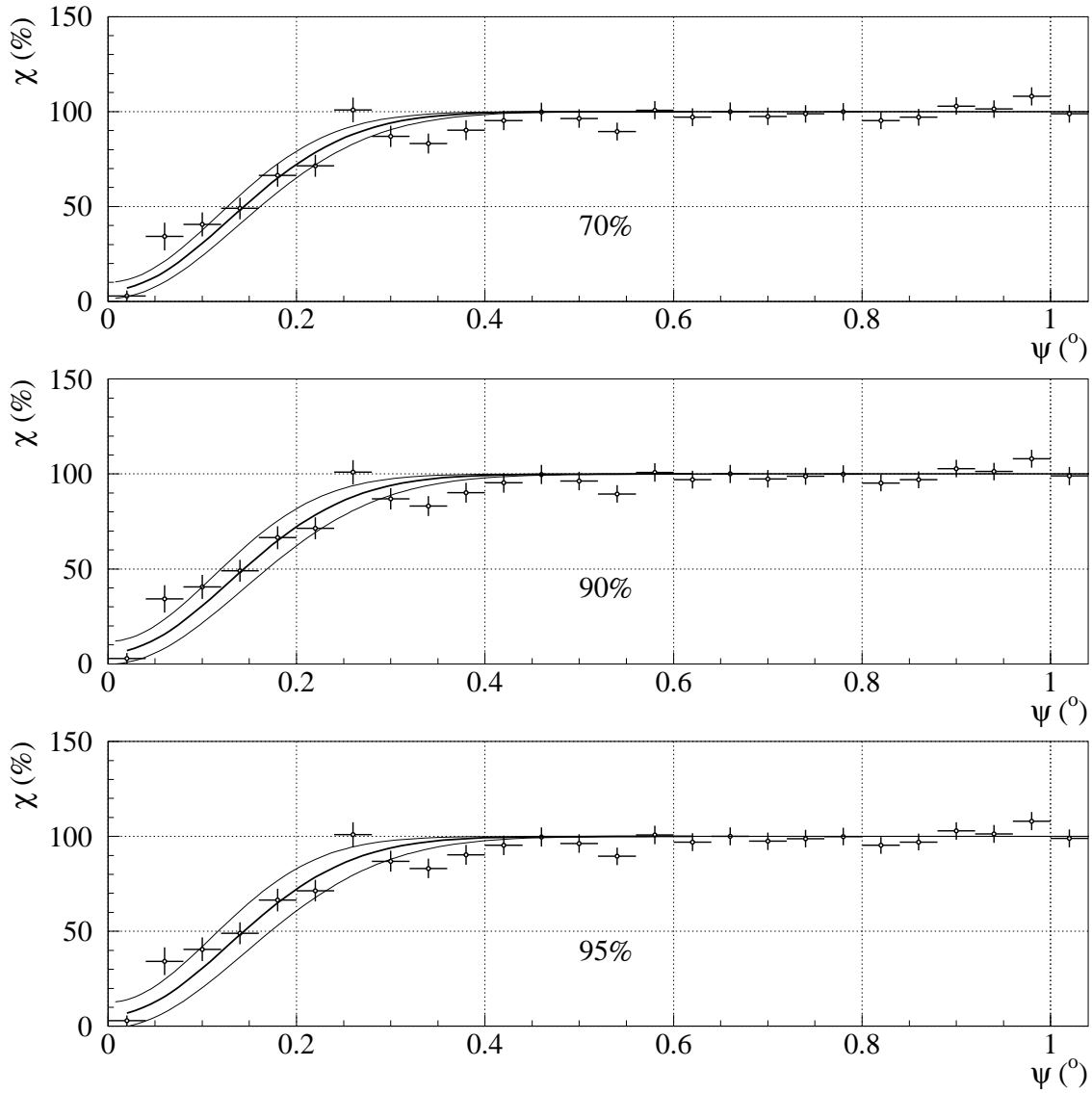


FIGURE A.3 – Limites des fonctions ajustées pour trois niveaux de confiances différents, comparées au creux de blocage expérimental associé aux quasi-cibles issues de diffusions inélastique de la zone 5 (voir texte).





## Bibliographie

- [1] C. von Weizsäcker, "Zur Theorie der Kernmassen," *Z. Phys. A*, vol. 96, no. 7, pp. 431–458, 1935.
- [2] N. Bohr *et al.*, "The mechanism of nuclear fission," *Phys. Rev.*, vol. 56, no. 5, pp. 426–450, 1939.
- [3] M. Mayer, "On Closed Shells in Nuclei," *Phys. Rev.*, vol. 74, no. 3, pp. 235–239, 1948.
- [4] O. Haxel *et al.*, "On the magic numbers in nuclear structure," *Phys. Rev.*, vol. 75, p. 1766, 1949.
- [5] V. Myers *et al.*, "Nuclei Masses and Deformations," *Nucl. Phys.*, vol. 81, p. 1, 1966.
- [6] V. Strutinsky, "Shell effects in nuclear masses and deformation energies," *Nucl. Phys. A*, vol. 95, no. 2, pp. 420–442, 1967.
- [7] V. Strutinsky, "'Shells' in deformed nuclei," *Nucl. Phys. A*, vol. 122, no. 1, pp. 1–33, 1968.
- [8] L. Malov *et al.*, "On spontaneously fissioning isomers," in *International nuclear physics conference, held at Gatlinburg, Tenn. Sept. 12–17, 1966* (R. L. Becker, ed.), p. 786, Academic Press (New York), 1967.
- [9] C. Gustafson *et al.*, "Nuclear deformabilities in the rare-earth and actinide regions with excursions off the stability line and into the super-heavy region," in *Nuclides far off the stability line. Proceedings of the Lysekil symposium, 1966* (W. Forsling *et al.*, eds.), p. 613, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1967.
- [10] S. Polikanov *et al.*, "Spontaneous Fission with Abnormally Short Period. Part I," *Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz.*, vol. 42, no. 2, pp. 1464–1471, 1962.
- [11] M. Brack *et al.*, "Selfconsistent calculations of highly excited nuclei," *Physics Letters B*, vol. 52, no. 2, pp. 159–162, 1974.
- [12] H. Flocard *et al.*, "Self-consistent calculation of the fission barrier of  $^{240}\text{Pu}$ ," *Nucl. Phys. A*, vol. 231, no. 1, 1974.
- [13] M. Rotenberg, "Nuclear Hartree-Fock Calculations," *Phys. Rev.*, vol. 100, no. 1, pp. 439–440, 1955.
- [14] T. Skyrme, "The Effective Nuclear Potential," *Nucl. Phys.*, vol. 9, p. 615, 1959.
- [15] J. Dechargé *et al.*, "Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the  $D1$  effective interaction on spherical nuclei," *Phys. Rev. C*, vol. 21, no. 4, pp. 1568–1593, 1980.
- [16] N. Bogoliubov, "A new method in the theory of superconductivity. III," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 34, p. 73, 1958.
- [17] N. Bogoliubov *et al.*, "A new method in the theory of superconductivity," *Usp. Fiz. Nauk*, vol. 67, p. 549, 1959.
- [18] J. G. Valatin, "Generalized Hartree-Fock method," *Phys. Rev.*, vol. 122, no. 4, pp. 1012–1020, 1961.
- [19] J. F. Berger *et al.*, "Time-dependent quantum collective dynamics applied to nuclear fission," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 63, pp. 365–374, 1991.
- [20] G. Bertsch *et al.*, "Pair correlations near the neutron drip line," *Annals of Physics*, vol. 209, no. 2, pp. 327–363, 1991.
- [21] C. Rigollet *et al.*, "Microscopic study of the properties of identical bands in the  $A=150$  mass region," *Phys. Rev. C*, vol. 59, no. 6, pp. 3120–3127, 1999.

- [22] H. Goutte *et al.*, “Microscopic approach of fission dynamics applied to fragment kinetic energy and mass distributions in  $^{238}\text{U}$ ,” *Phys. Rev. C*, vol. 71, no. 2, p. 24316, 2005.
- [23] L. Bonneau, “Fission modes of  $^{256}\text{Fm}$  and  $^{258}\text{Fm}$  in a microscopic approach,” *Phys. Rev. C*, vol. 74, no. 1, 2006.
- [24] M. Warda *et al.*, “Self-consistent calculations of fission barriers in the Fm region,” *Phys. Rev. C*, vol. 66, no. 1, p. 14310, 2002.
- [25] P. Moller *et al.*, “Stability of heavy and superheavy elements,” *J. Phys. G*, vol. 20, pp. 1681–1747, 1994.
- [26] J. F. Berger *et al.*, “Superheavy, hyperheavy and bubble nuclei,” *Nucl. Phys. A*, vol. 685, no. 1, pp. 1–16, 2001.
- [27] T. Burvenich *et al.*, “Systematics of fission barriers in superheavy elements,” *Phys. Rev. C*, vol. 69, no. 1, p. 014307, 2004.
- [28] S. Cwiok *et al.*, “Shell structure of the superheavy elements,” *Nucl. Phys. A*, vol. 611, p. 211, 1996.
- [29] S. Hofmann *et al.*, “The new element 112,” *Z. Phys. A*, vol. 354, no. 3, pp. 229–230, 1996.
- [30] K. Morita *et al.*, “Experiment on the Synthesis of Element 113 in the Reaction  $^{209}\text{Bi} (^{70}\text{Zn}, n) ^{278}113$ ,” *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 73, no. 10, pp. 2593–2596, 2004.
- [31] Y. T. Oganessian *et al.*, “Observation of the decay of  $^{292}116$ ,” *Phys. Rev. C*, vol. 63, no. 1, p. 011301, 2000.
- [32] J. Töke *et al.*, “Quasi-fission – The mass-drift mode in heavy-ion reactions,” *Nucl. Phys. A*, vol. 440, pp. 327–365, 1985.
- [33] M. Lefort, “Various processes occurring in strong interactions between heavy ions : Compound nucleus formation, incomplete fusion, and quasifission,” *Phys. Rev. C*, vol. 12, no. 2, pp. 686–690, 1975.
- [34] M. Lefort *et al.*, “Recherche de fission provenant de l’interaction  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  : La fusion entre ions krypton et noyaux lourds est-elle possible?,” *Nucl. Phys. A*, vol. 216, no. 1, pp. 166–172, 1973.
- [35] F. Hanappe *et al.*, “Cross-section and angular distribution of products in “quasifission” reactions induced by 525-MeV  $^{84}\text{Kr}$  ions on a  $^{209}\text{Bi}$  Target,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, no. 13, pp. 738–741, 1974.
- [36] K. Wolf *et al.*, “Study of strongly damped collisions in the reaction of 600-MeV  $^{84}\text{Kr}$  on a  $^{209}\text{Bi}$  target,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, no. 18, pp. 1105–1108, 1974.
- [37] C. Ngô *et al.*, “Fusion and deep inelastic collisions studied on the Ar+ Au system,” *Z. Phys. A*, vol. 283, pp. 161–171, 1977.
- [38] B. Heusch *et al.*, “The reaction mechanism in the system  $^{132}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$  at 5.73 MeV/u : Evidence for a new type of strongly damped collisions,” *Z. Phys. A*, vol. 288, pp. 391–400, 1978.
- [39] C. Lebrun *et al.*, “Influence of angular momentum on the mass distribution width of heavy ion induced fission : What is the frontier between fission and quasi-fission?,” *Nucl. Phys. A*, vol. 321, pp. 207–212, 1979.
- [40] B. Borderie *et al.*, “A possible mechanism in heavy ion induced reactions : “Fast fission process”,” *Z. Phys. A*, vol. 299, pp. 263–271, 1981.
- [41] C. Gregoire *et al.*, “Three dissipative regimes in heavy ion reactions,” *Phys. Lett. B*, vol. 99, pp. 17–22, 1981.

- [42] B. B. Back *et al.*, “Observation of anisotropy in the fission decay of nuclei with vanishing fission barrier,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 46, pp. 1068–1071, 1981.
- [43] Y. Aritomo *et al.*, “Analysis of fusion-fission process with neutron evaporation in superheavy mass region,” *Phys. Atom. Nucl.*, vol. 66, pp. 1105–1113, 2003.
- [44] D. Ackermann, “Beyond Darmstadtium – Status and perspectives of superheavy element research,” *Eur. Phys. J. A*, vol. 25, pp. 577–582, 2005.
- [45] K. Siwek-Wilczyńska *et al.*, “Fusion-Evaporation Cross Sections in Reactions Leading to Production of Super-Heavy Nuclei,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 853, p. 265, 2006.
- [46] Y. T. Oganessian *et al.*, “Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the  $^{249}\text{Cf}$  and  $^{245}\text{Cm}^{245}+^{48}\text{Ca}$  fusion reactions,” *Phys. Rev. C*, vol. 74, p. 044602, 2006.
- [47] J. Benlliure *et al.*, “Calculated nuclide production yields in relativistic collisions of fissile nuclei,” *Nucl. Phys. A*, vol. 628, pp. 458–478, 1998.
- [48] H. A. Kramers, “Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reaction,” *Physica VII*, vol. 4, p. 284, 1940.
- [49] P. Grangé *et al.*, “Induced nuclear fission viewed as a diffusion process : Transients,” *Phys. Rev. C*, vol. 27, no. 5, pp. 2063–2077, 1983.
- [50] Y. A. Lazarev *et al.*, “Long-lifetime fission component and langevin fluctuation-dissipation dynamics of heavy-ion induced nuclear fission,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, no. 9, pp. 1220–1223, 1993.
- [51] P. Fröbrich *et al.*, “Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion-induced fission,” *Phys. Rep.*, vol. 292, pp. 131–237, 1998.
- [52] Y. Aritomo *et al.*, “Fluctuation-dissipation model for synthesis of superheavy elements,” *Phys. Rev. C*, vol. 59, pp. 796–809, 1999.
- [53] Y. Abe *et al.*, “A new mechanism for synthesis of superheavy elements,” *J. Phys. G*, vol. 23, pp. 1275–1284, 1997.
- [54] P. Moller *et al.*, “Nuclear ground-state masses and deformations,” *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 59, no. 2, pp. 185–381, 1995.
- [55] M. Morjean. Proposition d’expérience E416a, 2004.
- [56] J. Stark, “Bemerkung über Zerstreuung und Absorption von  $\beta$ -strahlen und Röntgenstrahlen in Kristallen,” *Phys. Z.*, vol. 13, pp. 973–977, 1912.
- [57] P. Rol *et al.*, “Sputtering of copper-monocrystals by bombardment with 20 keV  $\text{Ar}^+$ ,” in *Ionization Phenomena in Gases, Volume I* (N. R. Nilsson, ed.), pp. 257–+, 1960.
- [58] B. Domeij *et al.*, “Anisotropic emission of  $\alpha^-$  particles from a monocrystalline source,” *Phys. Lett.*, vol. 14, 1965.
- [59] B. Domeij, “Crystal lattice effects in the emission of charged particles from monocrystalline sources,” *Nucl. Inst. Meth.*, 1965.
- [60] D. Gemmell *et al.*, “Blocking Effects in the Emergence of Charged Particles from Single Crystals,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 14, no. 23, pp. 945–948, 1965.
- [61] D. S. Gemmell, “Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 46, pp. 129–227, 1974.
- [62] W. M. Gibson, “Blocking measurements of nuclear decay times,” *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, vol. 25, p. 465, 1975.
- [63] J. Lindhard, “Influence of crystal lattice on motion of energetic charged particles,” *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid.*, vol. 28, no. 8, 1965.



- [64] D. Lacroix, “Macroscopic approaches for fusion reactions,” *Ecole Joliot-Curie*, 2002.
- [65] L. Vaz *et al.*, “Fusion barriers, empirical and theoretical : Evidence for dynamic deformation in subbarrier fusion,” *Phys. Rep.*, vol. 69, no. 5, pp. 373–399, 1981.
- [66] M. Morjean. A partir de la référence [88].
- [67] M. Itkis *et al.*, “Fission barriers of superheavy nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 65, no. 4, p. 44602, 2002.
- [68] C. Mazur. Communication privée.
- [69] V. E. Viola *et al.*, “Systematics of fission fragment total kinetic energy release,” *Phys. Rev. C*, vol. 31, pp. 1550–1552, 1985.
- [70] J. Pouthas *et al.*, “INDRA, a 4 pi charged product detection array at GANIL,” *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 357, no. 2, pp. 418–442, 1995.
- [71] T. Yanagimachi *et al.*, “New two-dimensional position sensitive silicon detector with good position linearity and resolution,” *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 275, pp. 307–314, 1989.
- [72] R. L. Cowin *et al.*, “Surface charge flow in two-dimensional position sensitive silicon detectors,” *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 399, pp. 365–381, 1997.
- [73] L. Northcliffe *et al.*, “Range and Stopping-Power Tables for Heavy Ions,” *Nuclear Data Tables*, vol. 7, p. 233, 1970.
- [74] F. Hubert *et al.*, “Range and stopping-power tables for 2.5–500 MeV/nucleon heavy ions in solids,” *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 46, pp. 1–213, 1990.
- [75] C. Williamson *et al.*, “Tables of range and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0.5 to 500 MeV,” tech. rep., CEA-R-3042, Commissariat à l’Energie Atomique, Saclay (France)., 1966.
- [76] J. B. Moulton *et al.*, “A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors,” *Nucl. Inst. Meth.*, vol. 157, pp. 325–331, 1978.
- [77] F. Goldenbaum *et al.*, “Fission time evolution with excitation energy from a crystal blocking experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 25, pp. 5012–5015, 1999.
- [78] M. Itkis *et al.*, “Shell effects in fission and quasi-fission of heavy and superheavy nuclei,” *Nucl. Phys. A*, vol. 734, pp. 136–147, 2004.
- [79] D. Jacquet *et al.* À paraître.
- [80] H. Wilschut *et al.*, “Developing an “atomic clock” for fission lifetime measurements,” *Nucl. Phys. A*, vol. 734, pp. 156–163, 2004.
- [81] A. Shotter *et al.*, “The fission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  induced by electrons in the energy range 30–120 MeV,” *J. Phys. G*, vol. 2, no. 10, pp. 769–781, 1976.
- [82] P. Ring *et al.*, *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer, 2004.
- [83] A. L. Goodman, “Finite-temperature HFB theory,” *Nucl. Phys. A*, vol. 352, pp. 30–44, 1981.
- [84] M. Girod. Communication privée.
- [85] A. J. Sierk, “Macroscopic model of rotating nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 33, no. 6, pp. 2039–2053, 1986.
- [86] J.-F. Berger *et al.*, “Superheavy, hyperheavy and bubble nuclei,” *Nucl. Phys. A*, vol. 685, pp. 1–4, 2001.
- [87] S. Bjørnholm *et al.*, “The double-humped fission barrier,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 52, no. 4, pp. 725–931, 1980.
- [88] K. Siwek-Wilczynska *et al.*, “Can we predict capture and fusion excitation functions?,” *Acta Phys. Pol. B*, vol. 33, no. 1, p. 451, 2002.